Ionosphäre III[1].

Von

J. ZENNECK.

Mit 47 Abbildungen.

Inhaltsverzeichnis.

[1] Mit Teil I u. II sind die Arbeiten *1.* u. *2.* des Literatur-Verzeichnisses S. 318 gemeint.

Einleitung.

In den „Ergebnissen der exakten Naturwissenschaften" sind über die Ionosphäre schon 2 Berichte erschienen (*1, 2*). Sie werden im folgenden als bekannt vorausgesetzt, ebenso die in ihnen angegebene Literatur.

Von den Methoden zur Erforschung der Ionosphäre kommt vorläufig nur in Betracht die Verwendung von elektromagnetischen Wellen und ihrer Reflexion an den Schichten. Wohl ist vorgeschlagen und auch versucht worden, mit Scheinwerfer-Strahlen großer Lichtstärke in die Höhen der Ionosphäre vorzudringen und aus dem gestreuten Licht Aufschluß über die Zusammensetzung dieser Atmosphären-Gebiete zu erhalten. Ebenso wurde versucht, mit Raketen-Geschossen bzw. -Flugzeugen nach Art der im Krieg gebrauchten V 2 in die Höhen der Ionosphäre zu gelangen und von dort neue Erkenntnisse herabzuholen.

Was von diesen Methoden bisher bekannt geworden ist [vgl. z. B. (*73a*)], imponiert durch die technische Ausbildung, die gestattete, mit Raketen-Geschossen bis in Höhen von 175 km vorzudringen. Die

wissenschaftlichen Ergebnisse verschwinden aber gegenüber dem, was mit elektromagnetischen Wellen erreicht wurde, können aber später einmal eine wichtige Ergänzung und Kontrolle der Ionosphären-Forschung mit elektromagnetischen Wellen bilden.

A. Experimentelle Anordnungen.

Im folgenden sollen nur einige wenige allgemeine Gesichtspunkte für die Ionosphären-Stationen besprochen werden. Es muß verzichtet werden auf eine eingehende Beschreibung der Einrichtungen in den verschiedenen Stationen, wie sie die Literatur in ziemlich großer Zahl enthält (z. B. *40*, *49*, *77*, *81*, *95*, *103*, *114*).

I. Sender.

1. Impulse.

Bei der jetzt allgemein eingeführten Methode von BREIT und TUVE (*32*) sendet der Sender sog. „Impulse“ d. h. kurze Gruppen von Wellen aus, deren Dauer in der Regel um $1 \cdot 10^{-4}$ sec beträgt, falls nicht besondere Verhältnisse eine kürzere Dauer verlangen (*36*). Bei manchen Stationen ist sie veränderlich [(*114*) 20 · bis $200 \cdot 10^{-6}$ sec].

Der einfachste Impuls-Sender würde ein *Funken-Sender* sein. Er ist versucht, aber wieder verlassen worden trotz der Erfolge, die damit auf anderen Gebieten erzielt wurden (*84*). Wohl kann er, aber auf Kosten der Einfachheit, zu einem so sicheren Einsetzen gebracht werden, wie es die Rücksicht auf den Empfänger fordert. Aber ein Funkensender ist stark gedämpft (wirksames logarithmisches Dekrement von der Größenordnung 0,2) und deshalb eine Störquelle in einem weiten Frequenz-Gebiet, während ein Impuls von $1 \cdot 10^{-4}$ sec Dauer bei einem ungedämpften Sender der Frequenz $f = 4 \cdot 10^6$/sec ($\lambda = 75$ m) immer noch 400 Schwingungs-Perioden, wenn auch nicht alle derselben Amplitude, enthält. Außerdem ändern sich die Funkenstrecken beim Gebrauch.

In der Regel macht man den Umweg, einen *Sender für ungedämpfte Schwingungen* (Röhren-Sender) zu verwenden, diesen aber so zu tasten bzw. zu modulieren *(Impuls-Tastung* bzw. *-Modulation)*, daß er kurze Wellen-Gruppen in regelmäßiger Folge *(Impuls-Frequenz* f_I*)* aussendet, d. h. nur während dieser Impulse schwingt. Mittel dazu sind die Anoden- bzw. die Gitter-Tastung. Die erstere beruht auf der Tatsache, daß ein Röhren-Generator nur schwingt, wenn an seiner Anode eine genügend hohe positive Spannung liegt, die letztere darauf, daß er nicht schwingt, wenn sein Gitter negativ vorgespannt ist. Es genügt also im ersten Fall ein positiver „*Spannungsstoß*“ auf die Anode (Größenordnung 1000—20000 Volt), im zweiten Fall ein solcher (Größenordnung einige wenige Volt) auf das negativ vorgespannte Gitter, um Schwingungen von ganz kurzer Dauer zum Einsetzen zu bringen.

Liegen zwischen Generator und der Antenne eine oder mehrere Verstärker-Stufen, so können diese in Wirkung gesetzt werden durch kurze positive Spannungsstöße auf ihre Anode oder ihr negativ vorgespanntes Gitter: ein Röhren-Verstärker wirkt nur, wenn seine Anode die nötige positive Spannung, er verstärkt nicht, wenn sein Gitter eine

negative Vorspannung besitzt. Für die Herstellung solcher Spannungs-Stöße gibt es eine Reihe von Möglichkeiten (*80*, *107*), bei denen meist ebenfalls Röhren benützt werden.

2. Leistung.

Die Leistung eines Ionosphären-Senders bestimmt nicht nur die Intensität der Registrierungen im Empfänger. In Wirklichkeit sieht eine Aufnahme im Empfänger bei großer Leistung des Senders unter Umständen qualitativ anders aus als bei geringerer Leistung. Die erstere zeigt, eben infolge der größeren Energie der ankommenden reflektierten Wellen, noch Reflexionen von Teilen der Ionosphäre — z. B. sog. „Streu-Echos" vgl. S. 312 —, die bei der Aufnahme mit einem schwächeren Sender einfach fehlen. Es sind also Sender mit hoher Leistung anzustreben. Infolge des Impuls-Betriebs liegen aber besondere Verhältnisse vor. Für die Wirkung auf den Empfänger kommt es natürlich nur an auf die Leistung des Senders, während er schwingt, d. h. auf seine „*Impuls-Leistung*" P_I. Es sei z. B. die Impuls-Frequenz, wie es meist der Fall ist, diejenige des niederfrequenten Wechselstroms des Elektrizitäts-Netzes $= 50$/sec. Nimmt man dann eine Impuls-Dauer von $1 \cdot 10^{-4}$ sec an, so schwingt der Generator bzw. wirkt der Verstärker während $50 \cdot 10^{-4} = 5 \cdot 10^{-3}$ sec, d. h. während 0,5 % der Zeit. In diesem Fall ist die mittlere Leistung P, d. h. das, was man normal als Leistung bezeichnet, $= 5 \cdot 10^{-3}\, P_I$. Verlangt man also von der Röhre eine Impuls-Leistung von 1 kW, so würde die thermische Belastung der Röhre nur 5 Watt betragen. Es ist verständlich, daß man in der neuen Zeit für diese und andere Impuls-Zwecke besondere Röhren sog. „Hochtast-Röhren" entwickelt hat, die für eine geringe mittlere Leistung aber so gebaut sind, daß sie eine sehr hohe Impuls-Leistung aushalten. Beispiele dafür sind die Telefunken-Röhren LS 180 bzw. LD 7 deren mittlere Leistung (Dauerstrich) bei λ 50—60 bzw. 30 cm 50 W bzw. 100 W beträgt, deren Impuls-Leistung aber auf 10 kW bzw. 30 kW gesteigert werden kann. Infolge der fabrikmäßigen Herstellung solcher Röhren, ist es durchaus nicht selten, daß Ionosphären-Stationen mit Impuls-Leistungen von 100 kW arbeiten (*40*, *114*).

3. Frequenz.

Bei Sendern mit konstanter Frequenz — „*Festwellen-Sendern*" — ist die Hochfrequenz durch die Verhältnisse der Ionosphäre, d. h. die Reflexionen an den verschiedenen Schichten bis zu einem gewissen Grad, gegeben. Sie liegt in der Regel zwischen $3 \cdot 10^6$/sec und $6 \cdot 10^6$/sec (λ zwischen 50 und 100 m); meist benützt werden Frequenzen um $3{,}5 \cdot 10^6$/sec ($\lambda = 85$ m).

Ein *Durchdreh-Sender* mit kontinuierlich veränderlicher Frequenz sollte, um allen Anforderungen zu genügen, das Gebiet von $0{,}5 \cdot 10^6$/sec bis $16 \cdot 10^6$/sec überstreichen. Bei den neueren Stationen trifft das auch zu (*24*, *40*, *114*), bei den älteren ist das Gebiet meist geringer (Herzogstand $1 \cdot 10^6$ bis $10{,}5 \cdot 10^6$).

II. Empfänger.

1. Schwingkreise und Sperrung.

Der Empfänger, in der Regel ein Zwischenfrequenz-(Superhet-) Empfänger, soll den Amplituden-Verlauf der vom Sender ankommenden und der an der Ionosphäre reflektierten Wellenteile nach Gleichrichtung ohne Verzerrung darstellen. Insbesondere darf er die Dauer der Impulse, auf deren Kürze man beim Sender großen Wert gelegt hat, nicht nachträglich durch An- und Ausschwing-Vorgänge in seinen Kreisen verlängern. Das wird um so besser vermieden, je stärker die Schwingkreise des Empfängers gedämpft sind oder, anders ausgedrückt, je größer seine Bandbreite ist.

Meist befindet sich der Empfänger sehr nahe beim Sender, sehr häufig im selben Raum. Es ist also nötig, den Empfänger, dessen Empfindlichkeit auf die Echos aus der Ionosphäre eingestellt ist, gegen die viel stärkere unmittelbare Wirkung des Senders während der Aussendung der Impulse zu schützen. Das ist sehr einfach möglich dadurch, daß man die Spannungsstöße, die den Sender zur Aussendung seiner Impulse veranlassen (s. S. 265), mit umgekehrtem Vorzeichen verwendet, um den Empfänger zu sperren: man läßt sie zu diesem Zweck auf die Anoden oder Gitter der Schwing- oder Verstärker-Röhren des Empfängers einwirken.

2. Vorrichtungen zur Aufzeichnung der Echos.

Die Empfänger sind stets mit irgend einer Art von Oszillographen versehen, die die vom Sender ankommende direkte Welle und das von der Ionosphäre reflektierte Echo darstellt. Erfolgt der Ausschlag z. B. in vertikaler Richtung und wird er direkt oder photographisch auf ein Papier oder einen Film, der sich in horizontaler Richtung mit gleichförmiger Geschwindigkeit bewegt, aufgezeichnet, so entsteht im einfachsten Falle ein Bild wie Abb. 1, in der *D* die direkte Senderwelle und *E* das Echo bedeutet.

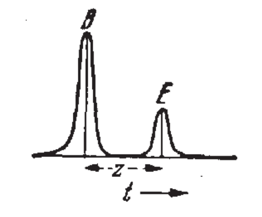


Abb. 1. Schematische Darstellung einer Aufnahme mit geradliniger Zeitablenkung: *B* = direktes Zeichen (Bodenwelle), *E* = Echo, *z* = Laufzeit.

Im Anfang der Ionosphären-Forschung wurde zu diesem Zweck allgemein ein technischer Schleifen-Oszillograph benützt. Noch in neuester Zeit wurde die Ionisierung der Atmosphäre durch den Durchgang von Meteoren in ähnlicher Weise sogar mit einer Art Tintenschreiber auf ein bewegtes Papier niedergeschrieben (*3*). Auch bei der BRAUNschen Röhre, deren Vorteile gegenüber allen anderen Oszillographen einleuchten, kann man in ähnlicher Weise verfahren und den Ausschlag auf dem Schirm der Röhre auf eine senkrecht zum Ausschlag bewegte Platte photographieren.

Bei der BRAUNschen Röhre bekommt man aber das Bild von Abb. 1 unmittelbar auf dem Schirm, wenn man der z. B. vertikalen Ablenkung durch die Wellen eine horizontale durch eine zeitproportionale Spannung überlagert (124). Eine solche Spannung, deren zeitlicher

Verlauf einer sägezahnartigen Kurve (Abb. 2) entspricht, kann leicht durch die verschiedensten Verfahren (Kippschwingungen) hergestellt werden (*74, 75, 86, 93*).

Synchronisiert man außerdem die Zeitablenkung mit der Impuls-Frequenz des Senders, so entsteht auf dem Schirm der BRAUNschen Röhre Abb. 1 als stehendes Bild (*56, 57, 125*). Es kann visuell beobachtet oder photographiert werden und es kann aus ihm, wenn man die leicht zu ermittelnde Geschwindigkeit der Zeitablenkung kennt, die wichtigste Größe der Ionosphärenforschung, die *Laufzeit τ des Echos* entsprechend der Strecke z von Abb. 1 entnommen werden.

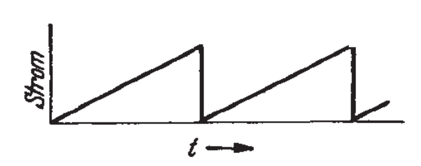


Abb. 2. Strom zur zeitproportionalen Ablenkung mit sägezahnartigem zeitlichem Verlauf.

Mit dieser Synchronisierung erreicht man aber noch zwei weitere Vorteile. Da sich das Bild auf dem Schirm der BRAUNschen Röhre $f_I$mal in der Sekunde wiederholt, wenn f_I die Impulsfrequenz ist, so ist die Intensität viel stärker als wenn es nur einmal durchlaufen würde. Außerdem bietet dies einen Schutz gegen atmosphärische und andere Störungen: die Verstärkung der Intensität des Bildes tritt nur ein, wenn es sich auf derselben Stelle des Schirmes wiederholt, also nicht bei irgendwelchen Störungen, die sich im allgemeinen nicht in dieser Weise wiederholen werden.

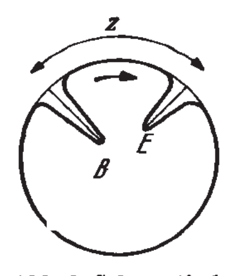


Abb. 3. Schematische Darstellung einer Aufnahme mit kreisförmiger Zeitablenkung.

Handelt es sich um möglichst *genaue Messung* der Laufzeit eines Echos, eine Aufgabe, die nicht auf die Ionosphären-Forschung beschränkt ist, sondern bei allen Rückstrahlanordnungen auftritt, so empfiehlt es sich, die besprochene Anordnung so abzuändern, daß man als Zeit-„Achse" nicht wie in Abb. 1 eine Gerade, sondern entsprechend der kreisförmigen Form des Schirms einen Kreis wählt (*56*). An Stelle der Abb. 1 erhält man dann Abb. 3 und damit unter sonst gleichen Umständen und bei der gleichen Schirmgröße eine π-mal größere Auflösung. Die kreisförmige Zeitachse erzielt man leicht durch ein elektrisches oder magnetisches Drehfeld von der Impulsfrequenz und die radiale Ablenkung von Abb. 3 durch Verwendung von Schirmgitter-Röhren (*53*).

3. Selbsttätige Aufzeichnung des zeitlichen Verlaufs der scheinbaren Schichthöhen.

Die bei Abb. 1 vorausgesetzte Anordnung gestattet auch ohne Schwierigkeit die selbsttätige Aufzeichnung der zeitlichen Änderung der Laufzeit von Echos und damit der scheinbaren Höhe (vergl. S. 283) der Ionosphärenschichten (*47, 48, 58, 123*). Diejenige Anordnung, die heute fast allgemein verwendet wird, geht auf die Aufzeichnung der Laufzeit mit geradliniger Zeitablenkung zurück. Abb. 4 (Weg nach oben) ist eine solche, bei der im Gegensatz zu Abb. 1 die Zeitablenkung vertikal ist.

Von diesem Bild werde nun durch eine Blende nur der mittlere Teil durchgelassen (Abb. 5). Er falle auf ein photographisches Papier, das sich mit gleichförmiger Geschwindigkeit in horizontaler Richtung bewegt. Dann wird auf dem photographischen Papier nach der Entwicklung ein Bild entstehen, wie dasjenige von Abb. 6 (aber ohne die horizontalen dunkeln Linien), in dem dem direkten Zeichen die untere helle Linie D, dem Echo die helle Kurve E entspricht. Der senkrechte Abstand eines Punktes der Kurve E von der Geraden D ist ein Maß der

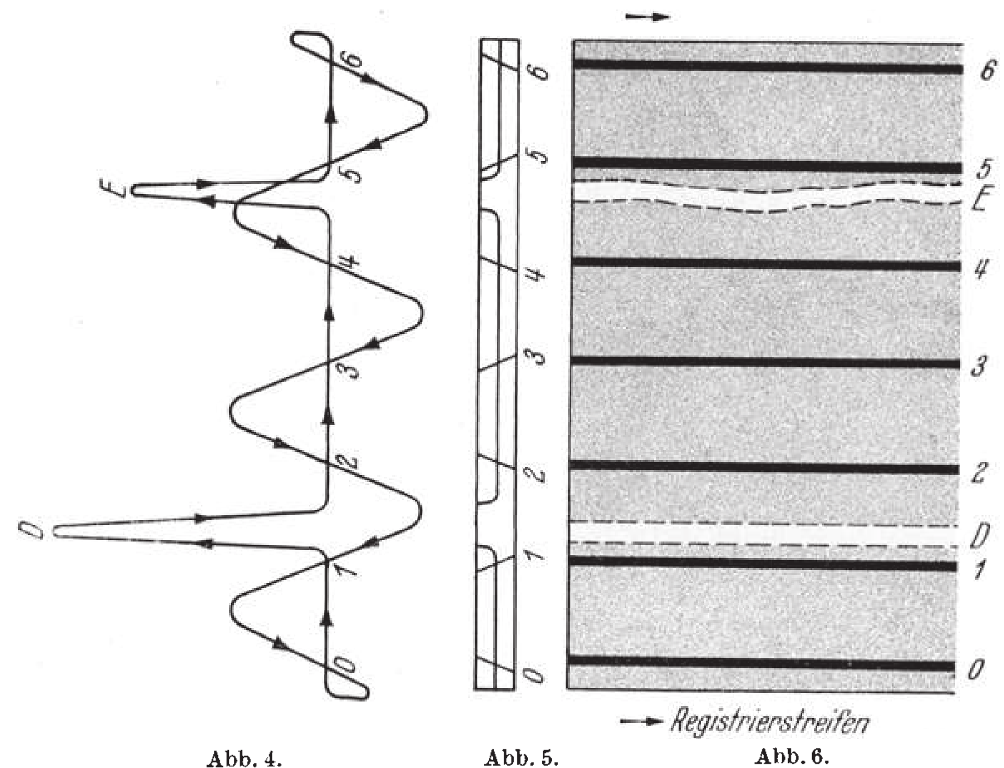


Abb. 4. Abb. 5. Abb. 6.
Abb. 4, 5 und 6. Zur Anordnung für die selbsttätige Aufzeichnung des zeitlichen Verlaufs der scheinbaren Höhe und der Höhenlinien. Nach G. GOUBAU u. J. ZENNECK (*58*).

Laufzeit bei der Reflexion und damit der doppelten scheinbaren Höhe des Reflexions-Punkts.

Bei dieser Anordnung ist es auch ziemlich einfach, selbsttätig *Höhenlinien* aufzeichnen zu lassen. Man erreicht das z. B. (*58*) in der Weise, daß man (vgl. Abb. 4) den Phosphoreszenzfleck der BRAUNschen Röhre seinen Rückweg von oben nach unten eine Sinuskurve beschreiben läßt und diese durch eine Schwingung erzeugt, deren Frequenz ein ungerades Vielfaches der Impulsfrequenz ist.

Nun ist die Helligkeit an irgend einer Stelle der Kurve auf dem Schirm der BRAUNschen Röhre um so geringer je größer die Geschwindigkeit ist, mit der das Kathodenstrahl-Bündel über die betreffende Stelle wegläuft. Es werden also (vgl. Abb. 5) mäßig hell sein die vertikalen Teile des Hinwegs, ganz dunkel die Lücken, die infolge der Ablenkung durch das direkte Zeichen D und des Echo E entstehen. Besonders hell werden die Punkte sein, in denen der vertikale Hinweg von dem Rückweg geschnitten wird (0 1 2 3 4 5 6) (Abb. 4 und 5), die also sowohl während des Hin- als während des Rückwegs Licht bekommen. Was auf

dem photographischen Papier nach der Entwicklung erscheint, sind also dunkle Linien, deren Abstand einer Halbperiode der sinusförmigen Ablenkung entspricht. Soll der Abstand gleich der Laufzeit werden, die man bei der Reflexion von einer Schicht mit der scheinbaren Höhe 100 km erhält, d.h. 200/300000 = 2/3000 sec und ist die Impulsfrequenz gleich der Frequenz 50/sec des Drehstromnetzes, so bedeutet dies, daß die Frequenz der sinusförmigen Ablenkung die 15. Harmonische des Drehstroms sein muß. Bezüglich der Schaltung vgl. (*58*).

Ein Bild, das genau in dieser Weise aufgenommen wurde, ist in Abb. 7 wiedergegeben. Es zeigt einmalige und zweimalige Reflexion von einer einfachen Schicht, deren scheinbare Höhe von 250 km um 0300 allmählich auf 230 km Höhe um 0330 Uhr herabsank.

Der Gedanke, Zeit- und damit Höhen-Linien durch eine Harmonische des Impuls-Wechselstroms herzustellen, kann natürlich in der verschiedensten Weise verwirklicht werden. Vielfach geschieht es so, daß diese Linien nicht dauernd, sondern ganz kurz in gleichen Zeitabständen aufgezeichnet werden.

Wichtig ist es bei Aufnahmen mit konstanter Frequenz (Festwellen-Registrierungen) auch selbsttätig *Zeitmarken* mit Hilfe eines Uhrwerks anbringen zu lassen, was durch Aufleuchten und Mitphotographieren einer Glühlampe in bestimmten Zeitabständen z. B. alle Viertelstunden ohne Schwierigkeit möglich ist.

Abb. 7. Festwellen-Aufnahme der Station Herzogstand am 16. Oktober 1935 mit $\lambda = 150$ m: Abstand der Höhenlinien (dunkle Linien) = 100 km, B = direktes Zeichen (Bodenwelle), F = einmalige, $2F$ = zweimalige und $3F$ = dreimalige Reflexion an der F-Schicht.

Es wurde auch eine Anordnung beschrieben (*70*), bei der nicht nur die Laufzeiten der Echos, sondern auch ihre Amplituden selbsttätig aufgezeichnet werden, doch hat sich diese Methode bisher wohl nicht in die Praxis der Ionosphärenforschung eingeführt.

4. Empfänger für Durchdreh-Anordnungen.

Bei Durchdreh-Anordnungen kommt zu den übrigen Bedingungen für die Empfänger hinzu, daß man synchron mit den Frequenz-Änderungen des Senders auch die Frequenz des Empfängers zu ändern hat, da der Empfänger dauernd ungefähr auf den Sender abgestimmt bleiben muß.

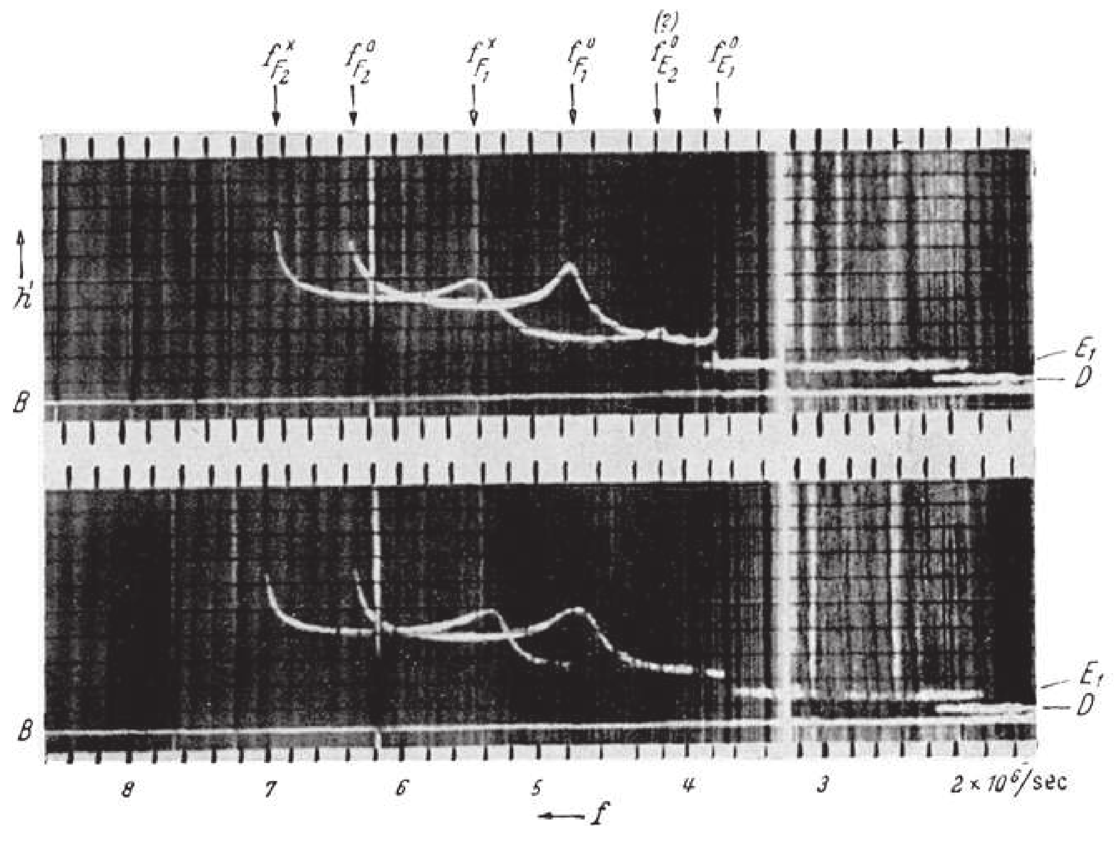


Abb. 8. Durchdrehaufnahme der Station Herzogstand mit D-, E (E_1-), F_1- und F_2-Schicht und in dem oberen Teil wahrscheinlich Andeutungen der E_2-Schicht. f^0 = Grenzfrequenz der ordentlichen, f^x = Grenzfrequenz der außerordentlichen Komponente.

Befinden sich Sender und Empfänger im selben Raum, wie es meist zutrifft, so kann das durch mechanische Koppelung des veränderlichen Kondensators im Empfänger mit demjenigen des Senders erreicht werden. Noch einfacher sind Anordnungen, bei denen die Schwingkreise dem Sender und Empfänger gemeinsam sind und deshalb zwangsläufig Sender und Empfänger abgestimmt bleiben [vgl. (*125*) S. 26][1].

Empfehlenswert ist es bei Durchdreh-Aufnahmen Frequenz-Marken anzubringen. Man braucht zu diesem Zweck nur bei bestimmten Stellungen des veränderlichen Kondensators, die bestimmten Frequenzen entsprechend, ein elektrisches Licht aufleuchten zu lassen und es mit der Aufnahme zu photographieren.

Durchdreh-Aufnahmen mit Höhenlinien und Frequenzmarken sind in Abb. 8 wiedergegeben.

[1] Diese Anordnung rührt nach (*40*) von L. V. Berkner und H. W. Wells her.

Abb. 10. Festwellen-Aufnahme mit Kerrzelle (aus O. E. H. RYDBECK (*105*), Abb. 9).

5. Aufzeichnung ohne BRAUNsche Röhre.

In neuerer Zeit sind, wenn auch nur ganz vereinzelt, Anordnungen zur Aufzeichnung verwendet

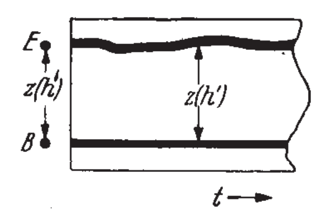


Abb. 9. Schematische Darstellung einer Aufnahme mit Glühlampe oder Kerrzelle (*105*): B = direktes Zeichen, E = Echo.

worden, die von denjenigen mit BRAUNscherRöhre erheblich abweichen. Das Prinzip ist das folgende.

Bei der einen (*105*)[1] wird eine Glimmlampe (Deutsche Glimmlampen PL 12 oder RCA 901) mit Hilfe entsprechender Verstärker durch die ankommenden direkten und Echo-Wellen zum Aufleuchten gebracht. Die Lampe ist so gebaut, daß von ihr durch ein optisches System ein punktförmiges Bild auf einem photographischen Papier entworfen werden kann. Das optische System rotiert synchron mit der Impulsfrequenz des Senders. Wenn also das Bild der Glimmlampe beim Aufleuchten durch die direkte Senderwelle auf

[1] Nach (*105*) ist diese Methode von H. R. MIMNO im Cruft Laboratory der Harvard-Universität angewandt worden.

den Punkt B (Abb. 9 links) zu liegen kommt, so fällt das Bild beim Aufleuchten der Lampe durch das Echo auf einen anderen Punkt z. B. E. Die beiden Bilder wiederholen sich infolge der Synchronisierung mit der Impulsfrequenz bei jedem Impuls auf denselben Punkten des photographischen Papiers. Der Abstand BE gibt ein Maß für die Laufzeit des Echos.

Soll das Bild dauernd automatisch die zeitliche Änderung dieser Laufzeit und damit der scheinbaren Reflexionshöhe aufzeichnen, so braucht man nur das Papier, auf das das Bild BE entworfen wird, senkrecht zu BE mit gleichförmiger Geschwindigkeit zu bewegen. Man erhält dann (Abb. 9 rechts) für B eine Gerade, für E die Kurve, die der zeitlichen Änderung der Laufzeit des Echos entspricht.

Eine Abänderung dieser Anordnung mit Verwendung einer Kerrzelle (*105*) hat den Vorteil, daß sie keine Spezialkonstruktionen, wie die Glimmlampe nötig hat, sondern nur mit listenmäßigen Glühlampen (z. B. Philips 7250 N, Projektionslampe für Familienkinos) oder einfach mit Automobil-Scheinwerferlampen arbeitet. Das Licht einer solchen Lampe wird durch 2 Linsen zwischen den Elektroden einer Kerrzelle mit Nitrobenzol und vor und nach dieser durch 2 NICOLsche Prismen hindurchgeschickt. Die Polarisations-Ebenen der beiden Nicols sind senkrecht zueinander eingestellt und bilden einen Winkel von 45° mit den Ebenen der Elektroden der Kerrzelle. Wenn in der Kerrzelle kein elektrisches Feld vorhanden ist, so geht kein Licht durch die Anordnung hindurch. Sobald aber zwischen die Elektroden der Zelle eine Spannung gelegt wird, so geht ein Teil des Lichtes hindurch und zwar genügt bei der Anordnung von (*105*) eine Spannung von 2 Volt, um das durchgehende Licht auf maximale Helligkeit zu bringen. Im übrigen gilt genau dasselbe wie bei Verwendung einer Glimmlampe.

Eine Registrierung mit fester Frequenz ist in Abb. 10 wiedergegeben.

B. Zur Theorie der Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen in der Ionosphare.

(Vgl. (*1*), S. 288ff., (*125*) S. 42ff.)

Die Verhältnisse in der Ionosphäre unterscheiden sich von denen in einer isolierenden homogenen Atmosphäre dadurch, daß die Ionosphäre infolge ihrer Ionisation positive und negative Träger enthält, also leitend ist, und dann dadurch, daß sie nicht homogen, sondern im einfachsten Fall horizontal geschichtet ist.

I. Allgemeines.

1. Isolierendes Medium.

Bei einer ebenen Welle in einem isolierenden homogenen Medium gilt für die Phasengeschwindigkeit v bzw. den Brechungsexponenten n

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \quad \text{und} \quad n = \frac{c}{v};$$

wenn μ die Permeabilität ($=1$) und ε die Dielektrizitäts-Konstante ist. Eine Welle, die sich in einem isolierenden homogenen Medium fortpflanzt, ist transversal in ihrem elektrischen und magnetischen Feld $\mathfrak{E}$ bzw. $\mathfrak{H}$, d. h., wenn die Richtung, in der die Phasen fortschreiten (Normale zur Wellenfläche) die Z-Richtung ist, so ist $\mathfrak{E}_z = \mathfrak{H}_z = 0$.

Da $\varepsilon > 1$ ist, so ist auch immer $n > 1$ und die Phasengeschwindigkeit $v < c$ (Lichtgeschwindigkeit im Vakuum bzw. praktisch in nicht ionisierter Luft). Die Phasengeschwindigkeit ist unabhängig von der Frequenz, es ist also keine Dispersion vorhanden, das magnetische Erdfeld hat keine Wirkung.

2. Ionisiertes Medium.

Geht eine Welle durch ein ionisiertes Medium hindurch, so wirkt auf die Träger eine Kraft F, die vom elektrischen Feld der Welle herrührt. Sie führt zu einer gerichteten Bewegung $\mathfrak{s}$ der Träger, die zu ihrer ungeordneten Wärmebewegung hinzukommt. Die Kombination eines positiven und eines negativen Trägers, die einen Dipol bildet, hat stets ein elektrisches Moment $-|e|\mathfrak{s}$, wenn $|e|$ der positive (Absolut-)Wert der Ladung und $\mathfrak{s}$ die Entfernung der beiden Träger ist. Im thermischen Gleichgewicht ist die Summe dieser Momente $= 0$, da sich die Momente aufheben. Wenn aber durch die Bewegung $\mathfrak{s}$ eine gewisse Ausrichtung der Trägerpaare erfolgt, so wird die Summe dieser Momente in einem cm³, die „*Polarisation*"

$$\mathfrak{P} = -N|e|\cdot\bar{\mathfrak{s}} \tag{1}$$

(N = Anzahl der Träger im cm³ = Träger-Konzentration, $\bar{\mathfrak{s}}$ = Mittelwert von $\mathfrak{s}$). Diese Polarisation wirkt auf die Fortpflanzung ein.

Zwar bleibt die Welle transversal in $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$. Aber die Träger stoßen bei ihrer Bewegung mit den Molekeln bzw. Atomen des Gases zusammen, geben dabei einen Teil ihrer kinetischen Energie ab und infolge davon wird die Welle *absorbiert*. Die Größe der Absorption hängt ab von der sekundlichen Stoßzahl (S) eines Trägers, und zwar geht in alle Bezeichnungen ein das Verhältnis S/ω, wobei unter den Bedingungen der Ionosphäre $(S/\omega)^2 \ll 1$ ist. Es wird dann, wenn man die Wirkung des erdmagnetischen Feldes und die Absorption nicht in Betracht zieht,

$$\left.\begin{aligned} n^2 &= 1 - \frac{f_0^2}{f^2} \\ v &= \frac{c}{n} = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{f_0^2}{f^2}}} \end{aligned}\right\} f_0^2 = \frac{e^2}{\pi m}\cdot N\,. \quad (m = \text{Masse eines Trägers.}) \tag{2}$$

Der Brechungsexponent n wird also immer kleiner als 1 und demnach die Phasengeschwindigkeit $v > c$. Beide hängen von der Frequenz ab (Dispersion).

3. Wirkung des erdmagnetischen Felds.

Tatsächlich kann man von einer Wirkung des erdmagnetischen Felds nicht absehen. Sobald die Träger sich bewegen, muß das erdmagnetische Feld ihre Bewegung und damit auch die Polarisation $\mathfrak{P}$ beeinflussen und

die Beziehungen für die Phasengeschwindigkeit und den Brechungsexponenten müssen andere werden. Die Welle bleibt nicht einmal mehr transversal in $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$, sondern nur noch in $\mathfrak{D}$ = elektrische Verschiebung und $\mathfrak{H}$ und es ist also $\mathfrak{E}_z$ von Null verschieden. Außerdem ist die Richtung, in der die Strahlung $\Sigma = [\mathfrak{E} \times \mathfrak{H}]$ erfolgt, nicht mehr identisch mit der Wellennormalen.

In die Beziehungen für die Phasengeschwindigkeit v geht nicht nur die Stärke des erdmagnetischen Felds, sondern auch seine Richtung im Verhältnis zur Fortpflanzungsrichtung der Welle ein. Sie wird also verschieden in den verschiedenen Richtungen, das Kennzeichen eines doppelt-brechenden Mediums. Man erhält demnach auch 2 Wellenkomponenten, eine „ordentliche" und eine „außerordentliche" mit verschiedener Phasengeschwindigkeit, verschiedener Absorption und verschiedenen Polarisationsverhältnissen ($\mathfrak{E}_x/\mathfrak{E}_y$ bzw. $\mathfrak{H}_x/\mathfrak{H}_y$): sie sind beide im allgemeinen Fall elliptisch polarisiert, aber mit entgegengesetztem Umlaufsinn.

4. Schichtung der Ionosphäre.

Bei der Behandlung der Fortpflanzung in einer geschichteten Ionosphäre ist die Strahlbehandlung viel anschaulicher als die Wellenbehandlung. Über die Berechtigung derselben und ihre Anwendung auf die Ionosphäre liegen auch aus neuerer Zeit Arbeiten vor (*16*, *17*, *92*), von denen die letzte den Strahlweg unter Berücksichtigung aller Faktoren, auch der verschiedenen Polarisationsverhältnisse auf den verschiedenen Stellen des Strahlwegs berechnet.

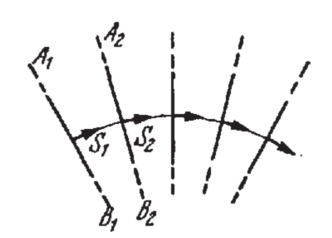


Abb. 11. Drehung der Wellenfläche bei horizontaler Schichtung der Ionosphäre (schematisch): A_1—B_1, A_2—B_2 usw. Wellenflächen S_1, S_2 usw. Strahlrichtungen.

In der unteren Hälfte der Schichten, die für Echos allein in Frage kommen, nimmt die Elektronen-Konzentration N (vgl. z. B. Abb. 20) und infolge davon auch die Phasengeschwindigkeit mit der Höhe zu [vgl. z. B. Gl. (2)]. Infolge davon dreht sich (Abb. 11) eine schief vom Erdboden abgehende Wellenfläche, und ihre Normale wird zum Erdboden hin zurückgekrümmt. Es tritt also eine Art von „*Totalreflexion*" ein. Das gilt auch in dem Fall, wenn die Welle senkrecht auf die Ionosphärenschicht einfällt: sie wird in einer bestimmten Höhe zurückreflektiert.

Für den höchsten Punkt, den *Umkehr*- oder *Reflexionspunkt*, liefert das Brechungsgesetz die Bedingung

$$n = n_0 \sin \vartheta_0 ,$$

wenn n bzw. n_0 der Brechungs-Exponent im Umkehrpunkt bzw. an der Erdoberfläche und ϑ_0 der Abgangswinkel ist. Im Spezialfall des senkrechten Einfalls folgt

$$n = 0 . \qquad (3)$$

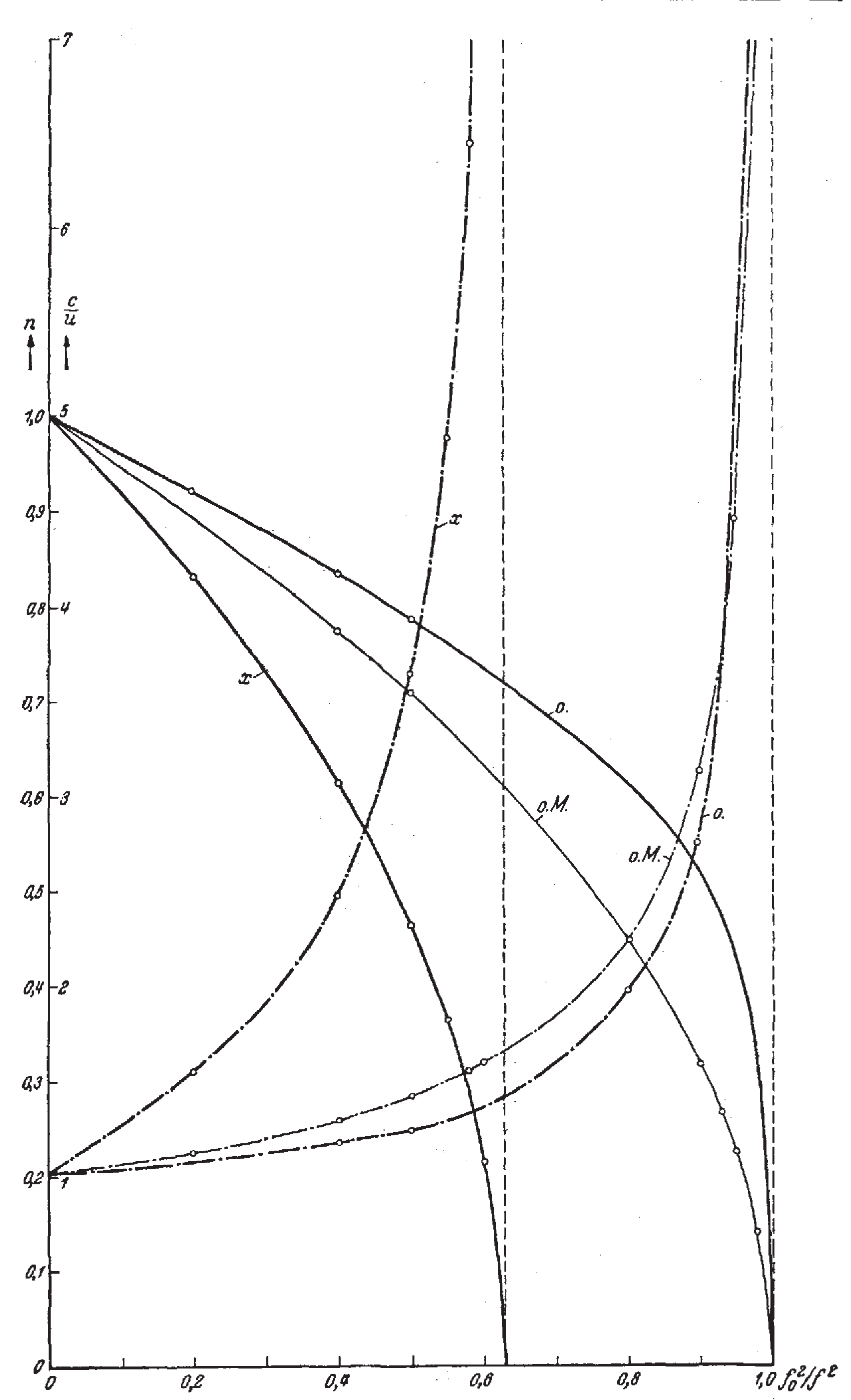


Abb. 12. Brechungsexponent n und c/u (u = Gruppengeschwindigkeit) in Abhängigkeit von der Elektronenkonzentration (f_0^2/f^2) bei Vernachlässigung von Absorption und Lorentz-Term und bei einer Frequenz größer als die gyromagnetische ($f = 3{,}75 \cdot 10^6$/sec, $\lambda = 80$ m, $H = 0{,}468$ C. G. S.).

Wie die Durchrechnung zeigt, ergeben sich daraus für die Frequenz f, die in einer Höhe mit der Trägerkonzentration N total reflektiert wird,

$$\left.\begin{array}{ll}\text{ord. Komp.} & f^2 = f_0^2 \\ \text{außerord. Komp.} & f\,(f \mp f_H) = f_0^2\end{array}\right\} \left\{\begin{array}{l} f_0^2 = \dfrac{e^2}{\pi m}\cdot N \\ f_H = \dfrac{|e|}{2\,\pi\, m c}\cdot H\end{array}\right\} \qquad (4)$$

(H = erdmagnetische Feldstärke f_H = gyroskopische Frequenz").

Das bedeutet für die „*Grenzfrequenzen*", d. h. die höchsten Frequenzen, die an einer Schicht reflektiert werden,

$$\left.\begin{array}{ll}\text{ord. Komp.} & f^{02} = f_0^2 \\ \text{außerord. Komp.} & f^x\,(f^x \mp f_H) = f_0^2\end{array}\right\} f_0^2 = \frac{e^2}{\pi m}\cdot N_{\max}\,, \qquad (5)$$

wenn $N_{\max}$ die Trägerkonzentration und H das magnetische Erdfeld im Scheitel der Schicht bezeichnet.

In der Beziehung für die ordentliche Komponente Gl. (4) u. (5) ist eine Abhängigkeit vom erdmagnetischen Feld nicht vorhanden. Man erhält dieselbe Grenzfrequenz, wenn man von vornherein dieses Feld nicht berücksichtigt. Es ist aber nicht richtig, zu glauben, daß allgemein für die ordentliche Komponente bei Berücksichtigung des Erdfelds dieselben Beziehungen gelten wie in dem Fall, wenn ein konstantes magnetisches Feld fehlt. In Abb. 12 ist z. B. der Brechungs-Exponent n in Abhängigkeit von der Frequenz dargestellt, einmal ohne Magnetfeld (o. M.) und dann für die ordentliche (o.) und außerordentliche (x) Komponente mit Berücksichtigung des Erdfeldes. Der Umkehrpunkt ($n = 0$) ist in den beiden ersten Fällen derselbe, sonst ist aber der Verlauf der Kurve o. M. von derjenigen o. für die ordentliche Komponente verschieden, wenn auch lange nicht so viel, wie von der Kurve (x) für die außerordentliche Komponente.

Ist die Frequenz f größer als die Grenzfrequenz der Schicht, so geht die Welle durch die Schicht hindurch, ist sie kleiner, so wird sie in der Schicht total reflektiert[1].

5. Impulse.

Das bisher Ausgeführte bezog sich auf ungedämpfte Wellen. In der Ionosphären-Forschung arbeitet man mit Impulsen. Ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit ist nicht identisch mit der Phasengeschwindigkeit v von ungedämpften Wellen, sondern gleich der Gruppengeschwindigkeit

$$u = d\,(f/v)/df = df/d\,(1/\lambda) = \lambda^2\,df/d\lambda \text{ ist.}$$

Vernachlässigt man die Wirkung des magnetischen Erdfelds, so besteht zwischen beiden die Beziehung

$$uv = c^2\,. \qquad (6)$$

[1] Da in Gl. (5) für einen bestimmten Fall nur das obere *oder* das untere Vorzeichen gelten kann, so erhält man 2 Komponenten und damit 2 Grenzfrequenzen (f^0 und f^x). Gelegentlich zeigen aber Durchdreh-Aufnahmen mehrere („Mehrfache Aufspaltung") (vgl. *125*, S. 320). Besonders eingehend untersucht wurde die dreifache (*110a* und *b*).

Das gilt aber keineswegs allgemein. Bei Berücksichtigung des erdmagnetischen Felds bleibt Gl. (6) nur bestehen für die ordentliche Komponente bei Fortpflanzung senkrecht zum erdmagnetischen Feld, wenn man von der Absorption absieht. In allen anderen Fällen verliert Gl. (6) ihre Gültigkeit. Bei dem bisher ausgeführten war außerdem vorausgesetzt, daß der Lorentz-Polarisationsterm nicht berücksichtigt zu werden braucht (vgl. S. 279 ff.). Muß er das, so besteht die Gl. (6) nicht einmal in dem Fall der Vernachlässigung des erdmagnetischen Felds.

Das einzige, was man ganz allgemein sagen kann, ist wohl, daß die Gruppengeschwindigkeit u um so kleiner wird, je größer die Phasengeschwindigkeit ist.

II. Partielle Reflexion.

Nach der Strahl-Behandlung (S.277) wird bei senkrechtem Einfall der Welle (Vertikal-Echos) eine Welle an einer Schicht entweder total reflektiert, wenn die Träger-Konzentration N groß genug ist, um bei der verwendeten Frequenz den Brechungs-Exponenten zu Null zu machen, oder sie geht durch die Schicht hindurch. Die Möglichkeit, daß ein Teil der Welle reflektiert wird, ein anderer hindurchgeht („Partielle Reflexion") besteht danach nicht. Das ist physikalisch unwahrscheinlich. Die Wellenbehandlung ergibt denn auch ein anderes Resultat. Sie ist durchgeführt worden (*98, 99*) unter Vernachlässigung des erdmagnetischen Felds und unter der Annahme einer Abhängigkeit der Trägerkonzentration von der Höhe, wie sie die ausgezogene Kurve a von Abb. 13 ausdrückt; sie entspricht der Beziehung

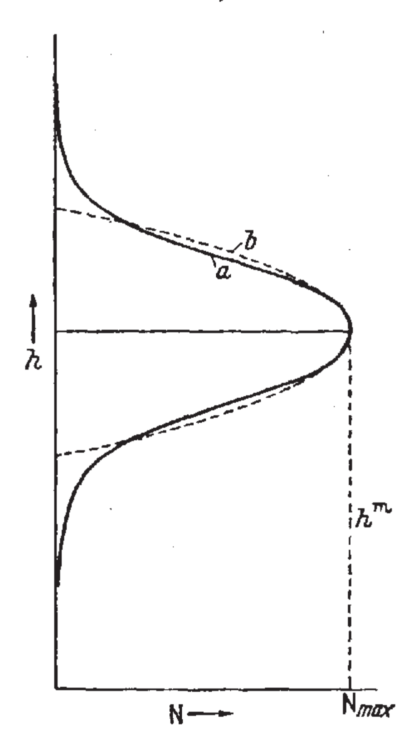


Abb. 13. Elektronenkonzentration N in Abhängigkeit von der Höhe. a = Epstein-Schicht, b = parabolische.

$$N = N_{\max} \frac{4\, e^{\alpha\xi}}{(1 + e^{\alpha\xi})^2}$$

(sog. „Epstein-Schicht"), in der ξ die Höhe über der Schichtmitte bezeichnet[1].

Das Ergebnis der Rechnung ist in Abbildung 14a—d wiedergegeben. Darin bedeutet ω_1 die Grenz-Kreisfrequenz und es ist $\lambda_1 = c/\omega_1$, S_1 die auf λ_1 bezogene Schichtdicke, d. h. diejenige Höhenausdehnung, an deren Endpunkten die Träger-Konzentration N nur noch 1% derjenigen in der Schichtmitte ist. Die Ordinaten der ausgezogenen Kurve stellen $\log_{10} R$, diejenigen der gestrichelten $\log_{10} D$ dar, wobei $R = A_r/A$, $D = A_d/A$ ist und A bzw. A_r bzw. A_d die Amplituden der auffallenden bzw. reflektierten bzw. durchgehenden Welle bezeichnen. Praktisch liegt Totalreflexion vor, wenn $R \gg D$, Durchgang, wenn $D \gg R$ und partielle Reflexion, wenn R und D von derselben Größenordnung sind.

[1] Die gestrichelte Kurve ist eine „parabolische Verteilung".

Nach Abb. 14 gilt also folgendes. Bei dicken Schichten ($S_1 = 250$ und 50) ist das Frequenzgebiet in der Nähe der Grenzfrequenz, in dem Totalreflexion stattfindet, sehr klein. Es ist erheblich größer bei dünnen Schichten ($S_1 = 10$ bzw. 2). Doch ist zu bedenken, daß $\log_{10} R$ bzw. $\log_{10} D = -1$ bedeutet, daß die Amplitude der reflektierten bzw. der

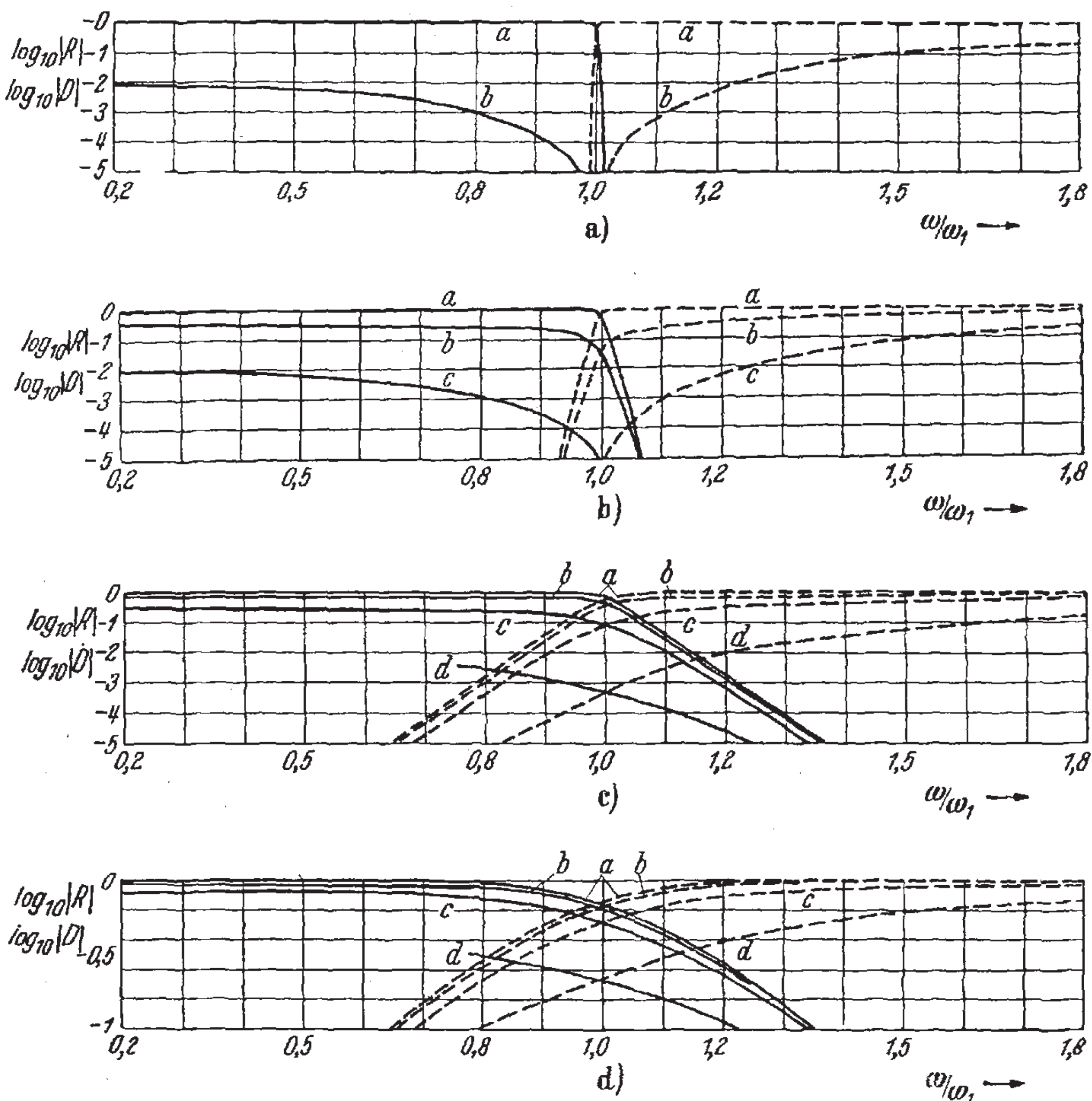


Abb. 14. Partielle Reflexion. Die Kurven a, b, c, d beziehen sich auf verschiedene Stoßzahlen: es ist ν/ω_1 bei a = 0, bei b = 0,02, bei c = 0,1 und bei d = 0,5. — Nach K. RAWER (99).

durchgehenden Welle $= {}^1/_{10}$, ihre Energie $= {}^1/_{100}$ der auffallenden Welle ist. Verbreitert wird, wie die Rechnung zeigt, das Gebiet der partiellen Reflexion durch starke Absorption.

III. Der Lorentz-Term.

In der Theorie der Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen durch die Ionosphäre besteht eine Unsicherheit bezüglich der ganz grundsätzlichen Frage: was ist die Kraft $\mathfrak{F}$, die auf einen Träger der Ladung 1

wirkt, wenn er sich im Feld $\mathfrak{E}$ einer Welle befindet? Die Antwort scheint beinahe selbstverständlich

$$\mathfrak{F} = \mathfrak{E} \tag{7}$$

zu sein. Das ist auch bei dem bisher Ausgeführten vorausgesetzt.

1. Grundsätzliches.

Es ist aber folgendes zu bedenken. Setzt man $\mathfrak{F} = \mathfrak{E}$, so berücksichtigt man nur die direkte Wirkung des elektrischen Felds der Welle. Nun besitzt aber jeder Träger infolge seiner Ladung ebenfalls ein elektrisches Feld und irgend ein bestimmter Träger steht also auch unter dem Einfluß der Felder aller anderen. Im Gleichgewichtszustand heben sich die Wirkungen dieser Felder auf. Das braucht aber durchaus nicht zuzutreffen, wenn unter dem Einfluß des elektrischen Felds $\mathfrak{E}$ der Welle die Dipole, die aus je 2 Trägern verschiedenen Vorzeichens bestehen, trotz ihrer Wärmebewegung eine gewisse Orientierung (Polarisation) (vgl. S. 274) bekommen. Bezeichnet man deren resultierende Feldstärke auf den betrachteten Träger mit $\mathfrak{L}$, so ist dann $\mathfrak{F} = \mathfrak{E} + \mathfrak{L}$.

Man könnte $\mathfrak{L}$ nach dem Coulombschen Gesetz berechnen, wenn man die Lage der Träger (Dipole) kennen würde. Da das nicht der Fall ist, sucht man sich folgendermaßen zu helfen [vgl. z. B. (*15*)].

Man denkt sich den Träger, den man betrachtet, von einer Kugel umgeben, deren Radius groß gegen den mittleren Molekular-Abstand, aber klein gegen die Wellenlänge der Welle ist. Die Feldstärke der Träger setzt sich dann zusammen aus der Feldstärke der Träger innerhalb ($\mathfrak{L}_i$) und derjenigen ($\mathfrak{L}_a$) außerhalb der Kugel. Für $\mathfrak{L}_a$ ist die Lage der einzelnen Dipole nicht wesentlich; sie errechnet sich zu

$$\mathfrak{L}_a = \frac{4\pi}{3}\,\mathfrak{P}$$

($\mathfrak{P}$ = Polarisation). Die Dipole innerhalb der Kugel liegen dem betrachteten Dipol so nahe, daß man zur Berechnung von $\mathfrak{L}_i$ die wirkliche Lage der Dipole kennen müßte. Es ist aber gezeigt worden, daß die Feldstärken dieser einzelnen Dipole sich aufheben, d. h. daß $\mathfrak{L}_i = 0$ wird, wenn entweder die Lage der Dipole ganz regelmäßig ist, wie es in einem Kristallgitter der Fall ist — das trifft bei einem Gas keinesfalls zu — oder wenn in der Lage und den Momenten der Dipole abgesehen von ihrer Orientierung vollkommene Unordnung herrscht. Das kann, muß aber nicht bei einem Gas gelten, durch das eine Welle hindurchgeht. Nimmt man an, daß es zutrifft, so ist

$$\mathfrak{F} = \mathfrak{E} + \frac{4\pi}{3}\cdot\mathfrak{P}\,. \tag{8}$$

Man bezeichnet $\frac{4\pi}{3}\,\mathfrak{P}$ als „*Lorentz-Term*" oder „Lorentz-Polarisationsterm". Häufig schreibt man

$$\mathfrak{F} = \mathfrak{E} + a\cdot 4\pi\cdot\mathfrak{P} \tag{9}$$

und setzt $a = 0$, wenn man den Lorentz-Term vernachlässigen und $a = 1/3$, wenn man ihn berücksichtigen will, oder man läßt die Größe von a unbestimmt [Gl. (9)].

Es handelt sich beim Lorentz-Term nicht etwa um eine kleine Korrektion. Für die Träger-Konzentration N, bei der eine Frequenz f

totalreflektiert wird, gilt nach Gl. (4), wenn man den Lorentz-Term nicht berücksichtigt,

$$N = \frac{\pi m}{e^2} \cdot f^2 = 1{,}24 \cdot 10^{-8} \cdot f^2 \text{ für Elektronen.} \qquad (10)$$

Wenn man ihn berücksichtigt ($a = {}^1/_3$), wird

$$N = \frac{3}{2} \frac{\pi m}{e^2} f^2 = 1{,}86 \cdot 10^{-8} f^2 \text{ für Elektronen.} \qquad (10a)$$

Die errechnete Träger-Konzentration ist also im zweiten Falle um 50% größer.

2. Experimentelle Prüfung.

Bei der Unsicherheit der theoretischen Grundlagen ist eine experimentelle Prüfung besonders nötig. Nach dem eben Ausgeführten sollte man erwarten, daß eine solche sehr leicht sein müßte. In Wirklichkeit gibt es nur wenig Erscheinungen, bei denen die Berücksichtigung oder Vernachlässigung des Lorentz-Terms einen erheblichen Unterschied ausmacht. Das bedeutet natürlich, daß der Lorentz-Term für die Ionosphären-Forschung vielleicht nicht ganz so wichtig ist, wie es nach der Berechnung der Träger-Konzentration aus der Reflexions-Frequenz Gl. (10), und nach der eingehenden Behandlung scheint, die die Frage in der Literatur gefunden hat.

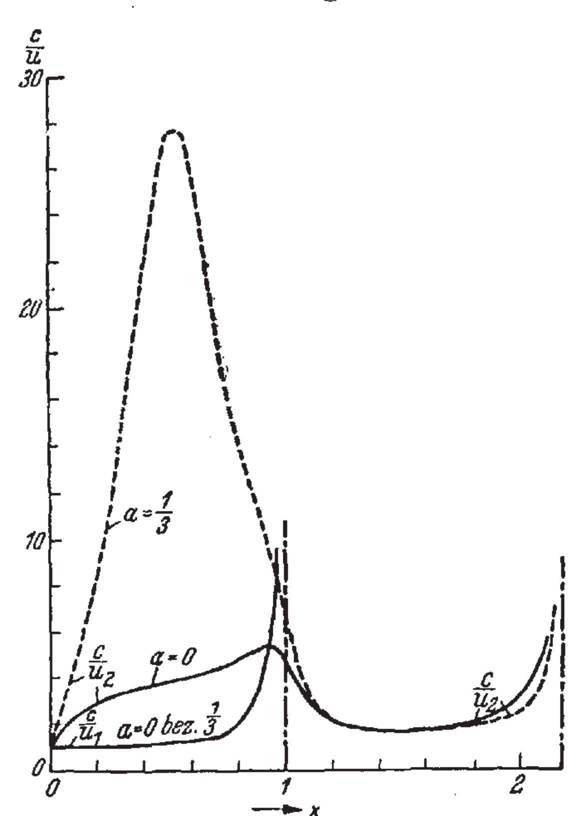


Abb. 15. Gruppengeschwindigkeit für die ordentliche (u_1) und für die außerordentliche (u_2) Komponente in Abhängigkeit von der Frequenz (tatsächlich x) mit ($a = {}^1/_3$) und ohne ($a = 0$) Lorentz-Term bei einer Frequenz kleiner als die gyromagnetische f_H ($f = 1{,}2 \cdot 10^6$/sec, $\lambda = 250$ m). Aus G. GOUBAU (*54*) Abb. 1.

Außerordentliche Komponente für $f < f_H$. Zu den Erscheinungen, die herangezogen werden können, gehört die Abhängigkeit des Brechungsexponenten und deshalb der Phasen- und Gruppengeschwindigkeit von der Frequenz und zwar in dem sonst für die Ionosphären-Forschung so wenig interessanten Gebiet $f < f_H$. Hier ändern sich die Verhältnisse aber nur bei der außerordentlichen Komponente erheblich, je nachdem man $a = 0$ oder $= {}^1/_3$ setzt (*27*, *55*, *83*, *96*). Das zeigt sich z. B. in Abbildung 15, in der sich c/u_1 auf die ordentliche, c/u_2 auf die außerordentliche Komponente bezieht und in der $x = (1 - a)\, \omega_0^2/\omega^2$ und $\omega_0^2 = 4\pi \frac{e^2}{m} \cdot N$ ist.

Dem entspricht, daß die Frequenzen, bei denen die scheinbare Höhe $= \infty$ wird, d. h. bei denen die Durchdrehkurven vertikal ansteigen, verschieden werden, je nachdem man $a = 0$ oder $= {}^1/_3$ setzt

(*27*). Für $a = 0$ ist es die Frequenz $f = f_H$, für $a = 1/3$ ist eine andere berechenbare Frequenz f_L, vorausgesetzt, daß die erdmagnetische Inklination $> 35°$ ist. Versuche in Washington D. C. (*27*) ergaben als Frequenz für die scheinbare Höhe ∞ $1{,}30 \cdot 10^6$, während sich aus der erdmagnetischen Feldstärke in der Höhe der F-Schicht in Washington für f_H $1{,}53 \cdot 10^6$ und für $f_L = 1{,}38 \cdot 10^6$ errechnet. Die gemessene Frequenz von $1{,}30 \cdot 10^6$ liegt viel näher bei f_L als bei f_H, wenn auch der Unterschied gegen f_L größer als die Meß-Ungenauigkeit ist.

Daraus muß man also schließen, daß die Annahme $a = 1/3$ viel mehr Wahrscheinlichkeit besitzt als $a = 0$, daß also der Lorentz-Term nicht vernachlässigt werden darf.

Schiefer Einfall (*113*). Die Theorie, die aber das erdmagnetische Feld und die Absorption wegen ihrer geringen Bedeutung für diese Frage vernachlässigt, zeigt folgendes. Eine Welle, die bei der Frequenz f_s und bei schiefem Einfall unter dem Einfallswinkel ϑ_0 eben noch reflektiert wird, besitzt bei senkrechtem Einfall die Grenzfrequenz

$$f^0 = f_s \cos \vartheta_0 \sqrt{\frac{1-a}{1-a\cos^2\vartheta_0}}\,. \qquad (11)$$

Man erhält also verschiedene Werte, je nachdem $a = 0$ oder $= 1/3$ ist. Der Winkel ϑ_0 ergibt sich aus der Entfernung zwischen Sender und Empfänger und aus der Höhe der reflektierenden Schicht. Man berechnet sich ϑ_0 z. B. bei der E-Schicht, bei der die wahre Höhe ungefähr gleich der scheinbaren ist. Die Größe f_s ergibt sich beim Übergang der Reflexion von der E- zur F-Schicht oder umgekehrt. Es läßt sich dann nach Gl. (11) aus f_s, f^0 und ϑ_0 a berechnen.

Versuche (*113*) auf eine Entfernung von 645 km ergaben aus 19 Übergängen zwischen E- und F-Schicht als Mittelwert $a = 0{,}02$, der Mittelwert aus 435 nicht ganz so sicheren Übergängen betrug $a = 0{,}06$. Diese Mittelwerte liegen jedenfalls viel näher bei $a = 0$ als bei $a = 1/3$. Sie sprechen dafür, daß unter den Bedingungen der Versuche der Lorentz-Term nicht in Betracht kommt.

3. Der Lorentz-Term eine Amplituden-Frage.

Der Gedanke ist ungefähr folgender (*27*). Ein Träger mit der Ladung e entferne sich unter der Wirkung des elektrischen Felds der Welle maximal um die Strecke $\mathfrak{s}_0$ aus seiner Gleichgewichtslage. Um diese Gleichgewichtslage werde eine Kugel mit dem Radius $\mathfrak{s}_0$ beschrieben. Dann ist die Feldstärke $\mathfrak{L}_a$, die von den Trägern außerhalb der Kugel herrührt, nach 1 $= \frac{4\pi}{3}\mathfrak{P} = -\frac{4\pi}{3} N e\,\bar{\mathfrak{s}}_0$. Für die Feldstärke $\mathfrak{L}_i$, die durch die Träger innerhalb der Kugel bewirkt wird, bestehen zwei extreme Möglichkeiten.

a) Der Radius der Kugel ist groß gegen den mittleren Abstand $A = 1/\sqrt[3]{N}$ der Träger. Dann ist die Kraft dieselbe, wie wenn die Träger im Mittelpunkt der Kugel konzentriert wären, d. h.

$$= \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{Ne\,\bar{\mathfrak{s}}_0^3}{\bar{\mathfrak{s}}_0^2} = \frac{4\pi}{3} Nc\,\bar{\mathfrak{s}}_0 = -\frac{4\pi}{3}\mathfrak{P}\,.$$

Sie ist der Kraft, die von den Trägern außerhalb der Kugel herrührt, gleich und entgegengesetzt und demnach die Gesamtfeldstärke $\mathfrak{L} = \mathfrak{L}_a + \mathfrak{L}_i = 0$: der Lorentz-Term kommt also nicht in Betracht.

b) Der Radius der Kugel ist klein gegen den mittleren Abstand A der Träger. Dann ist im Innern der Kugel im Mittel keine Ladung vorhanden und es wird die Kraft $= 0$. Die Gesamtfeldstärke wird dann $= \mathfrak{L}_a$, d. h. der Lorentz-Term ist berechtigt.

In dem Zwischengebiet, in dem die Amplitude $\bar{\mathfrak{s}}_0$ von derselben Größenordnung wie der mittlere Abstand der Träger ist, liegt die Kraft zwischen beiden Extremen und ist nicht proportional der Entfernung $\bar{\mathfrak{s}}_0$ aus der Ruhelage. Man erhält eine Abhängigkeit der Feldstärke $\mathfrak{L} = \mathfrak{L}_a + \mathfrak{L}_i$ von der Amplitude $\bar{\mathfrak{s}}_0$ nach der Art der Abbildung 16: für kleine Amplituden gilt der Lorentz-Term, für große Amplituden wird die Kraft $\mathfrak{L} = 0$ und die Gesamtfeldstärke $\mathfrak{F}$ auf einen Träger von der Ladung $1 =$ der Feldstärke $\mathfrak{E}$.

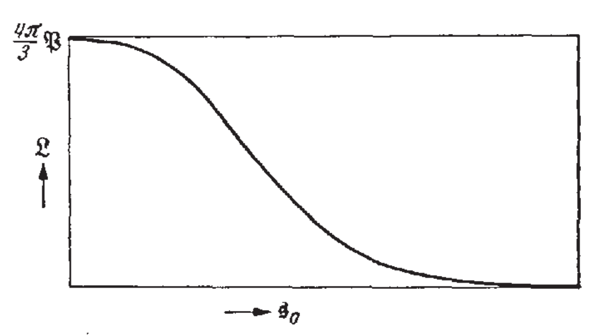


Abb. 16. Abhängigkeit der Lorentz-Kraft $\mathfrak{L}$ von der Amplitude $\mathfrak{s}_0$ der Trägerschwingungen. Nach H. G. BOOKER und L. V. BERKNER (27).

IV. Wahre und scheinbare Höhe.

1. Berechnung mit Hilfe der Durchdrehaufnahme.

Was man mit Vertikalecho tatsächlich bestimmt, ist die Laufzeit τ der Impulse auf ihrem Weg vom Sender zur Ionosphäre und zurück. Die scheinbare Höhe h' ist die Höhe, die dieser Laufzeit entsprechen würde, wenn die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Impulse die Lichtgeschwindigkeit c wäre. Es ist also

$$h' = \frac{1}{2} c\tau \quad \text{oder} \quad \tau = \frac{2h'}{c}.$$

Tatsächlich ist maßgebend für die Geschwindigkeit, mit der sich der Impuls bewegt, die *Gruppengeschwindigkeit* u, die von der Träger-Konzentration und damit von der Höhe abhängt (S. 277 ff.) Es ist also tatsächlich

$$\tau = 2\int_0^h \frac{dh}{u},$$

wenn h die wahre Höhe ist. Danach wird

$$h' = \frac{1}{2} c\tau = \int_0^h \frac{c}{u} \cdot dh,$$

worin u eine Funktion der Frequenz f und der Träger-Konzentration ist.

Die Aufgabe ist also, die wahre Reflexionshöhe h zu finden, wenn die scheinbare Höhe h' für die verschiedenen Frequenzen durch eine Durchdrehaufnahme bekannt ist. Um zu zeigen, um welche Art von

Aufgabe es sich handelt, soll die Fortpflanzung ohne Berücksichtigung der Absorption und der Wirkung des erdmagnetischen Felds betrachtet werden. Wie 274 und 277 ergibt, gilt hier

$$h' = \int_0^{h_f} \frac{f \cdot dh}{\sqrt{f^2 - (f_0)_h^2}},$$

wenn die wahre Reflexionshöhe bei der Frequenz f mit h_f bezeichnet wird. Für diese ist dann bei der ordentliche Komponente nach Gl. 4 $f^2 = f_0^2$ und die scheinbare Höhe des Reflexionspunkts

$$h' = h_0 + \int_{h_0}^{h_f} \frac{f \cdot dh}{\sqrt{f^2 - (f_0)_h^2}}, \tag{12}$$

wenn h_0 die wahre Höhe des unteren Randes der Schicht ist. Kennt man also f_0 in Abhängigkeit von der wahren Höhe h, so kann man aus Gl. (12) die scheinbare Reflexionshöhe für jede Frequenz berechnen.

Die wirkliche Aufgabe ist aber umgekehrt. Aus den Durchdreh-Aufnahmen weiß man die scheinbare Reflexionshöhe für jede Frequenz. Man will daraus die Träger-Konzentration N bzw. die Größe f_0 als Funktion der Höhe h berechnen oder, anders gesagt, man will die wahre Höhe h ermitteln, in der ein gewisser Wert von f_0 (bzw. N) zu finden ist. Für diese Aufgabe ist Gl. (12) nach einer kleinen Umformung eine ABELsche Integral-Gleichung. Ihre Lösung lautet

$$h_{(f_0)} = h_0 + \frac{2}{\pi} \int_{f=0}^{f=f_0} \frac{h'_{(f)} - h_0}{\sqrt{f_0^2 - f^2}} \cdot df \tag{13}$$

[DE GROOT-APPLETONsche Beziehung (*59, 4*)].

Die Berechnung der wahren Höhe h nach dieser Beziehung ist schon in dem vorausgesetzten Fall der Fortpflanzung ohne Absorption und ohne Wirkung des Erdfelds umständlich. Wohl sind Umformungen vorgeschlagen worden, die die Berechnung etwas erleichtern (*61, 82, 89, 102*), aber die Berechnung bleibt trotzdem sehr mühevoll.

2 Berechnung bei bestimmter Form der Schicht.

Es wurde deshalb vielfach ein ganz anderer Weg beschritten. Man mache eine bestimmte Annahme über die „Form der Schicht“, d. h. über die Abhängigkeit der Träger-Konzentration N von der Höhe, sie sei z. B. diejenige einer parabolischen (*28*) (Abb. 13b) oder diejenige einer Epstein-Schicht (*98, 99*) (Abb. 13a). Dann läßt sich — die Berechnung ist aber bisher nur unter Vernachlässigung der Wirkung des erdmagnetischen Felds durchgeführt worden — die wahre Höhe h_m des Scheitels, d. h. der maximalen Träger-Konzentration der Schicht voraussagen: h_m ist gleich der scheinbaren Höhe für eine bestimmte Frequenz f_h, für die $f_h/f^0 = b$ und b eine nur von der Form der Schicht abhängige Konstante ist. Ihr Wert ist für eine parabolische Schicht $= 0{,}834$ und für eine Epstein-Schicht $= 0{,}707$.

Nach den Versuchen [(*44*), vgl. (*102*)], bei denen der aus der Form der Schicht abgeleitete Wert von h_m mit dem nach S. 283 f. aus der beobachteten Durchdrehkurve mit Hilfe der ABELschen Integral-Gleichung berechneten verglichen wurde, kommt der Wert 0,834 (parabolische Schicht) den tatsächlichen Verhältnissen näher[1] als der Wert 0,707 (Epstein-Schicht).

Das Verfahren ist also sehr einfach: Man entnimmt der Durchdrehaufnahme die Grenzfrequenz f^0 und dann für die Frequenz $f_h = b \cdot f^0$ die scheinbare Höhe. Dies ist dann die wahre Höhe h_m des Scheitels der Schicht. Seit 1940 geben die Stationen Huancayo (Peru) (*121*) und Watheroo (Westaustralien) (*88*) in ihren Berichten die wahren Scheitelhöhen für die F_1- und F_2-Schicht an, wie sie sich nach der angegebenen Methode bei einer parabolischen Form der Schicht berechnen. Der Nachteil der Methode ist aber, daß man von vornherein nie weiß, welche Form eine Schicht hat und daß bei der F_1- und F_2-Schicht die darunterliegende E-Schicht nicht berücksichtigt ist.

3. Berechnung aus der Abnahme des erdmagnetischen Felds mit der Höhe.

Zu der wahren Höhe einer Schicht kann man auch auf dem Umweg über das erdmagnetische Feld in dieser Höhe gelangen (*63*). Man kennt aus den Durchdrehaufnahmen die Grenzfrequenzen f^0 und f^x. Weiß man ferner, welches die maßgebenden Träger der Schicht sind — bei der F_1- und F_2-Schicht sind es z.B. Elektronen mit einem $e/m = 5{,}30 \cdot 10^{17}$ elst. C.G.S. — so läßt sich (*6*) aus Gl. (15) die erdmagnetische Feldstärke H in der Höhe des Scheitels der Schicht berechnen.

Andererseits kann aus der erdmagnetischen Feldstärke H_0 an der Erdoberfläche auf Grundlage der Magnetostatik die erdmagnetische Feldstärke H in irgendeiner Höhe h ableiten — eine einfache Beziehung dafür ist Gl. (16). Setzt man den Wert von H, den man aus Gl. (15) und den gemessenen Werten von f^0 und f^x erhalten hat, in Gl. (16) ein, so ergibt sich daraus h, die wahre Höhe des Scheitels.

Ob dieser Vorschlag eine brauchbare Genauigkeit liefern würde, ist etwas zweifelhaft.

4. Experimentelle Bestimmung der wahren Scheitelhöhe und des unteren Randes einer Schicht (*10*).

Bei parabolischer Verteilung der Träger-Konzentration gilt, wie sich leicht ableiten läßt,

$$h' = h_0 + \frac{d}{2} \cdot \frac{f}{f^0} \cdot \ln \frac{f^0 + f}{f^0 - f}\,, \qquad (14)$$

wenn d die halbe „Schichtdicke", h_0 die scheinbare und damit auch wahre Höhe des unteren Randes — es ist ja angenommen, daß unterhalb dieses unteren Randes keine Ionisation mehr vorhanden ist — und

[1] Die Annahme einer parabolischen Schicht erleichtert auch die Berechnung der Absorptionsverhältnisse (*61*).

f^0 die Grenzfrequenz der Schicht bezeichnet. Es besteht demnach eine lineare Beziehung zwischen h' und $\frac{1}{2}\frac{f}{f^0}\cdot\ln\frac{f^0+f}{f^0-f}$ (vgl. Abb. 17). Die Durchdrehaufnahme liefert die Grenzfrequenz f^0 und den zu jedem Wert von f gehörigen Wert der scheinbaren Höhe h'. Es läßt sich also ohne weiteres die Kurve Abb. 17 zeichnen. Ihre Neigung γ gibt $\alpha = \operatorname{tg}\gamma$ und ihr Schnittpunkt mit der h'-Achse den unteren Rand h_0; die wahre Höhe des Scheitels ist dann $h_0 + d$.

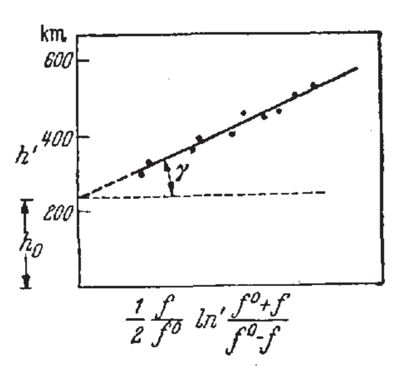


Abb. 17. Schematische Darstellung der Methode zur Messung der Dicke (d = halbe Dicke) und der Höhe (h_0) des unteren Randes einer Schicht unter der Annahme einer parabolischen Verteilung der Elektronenkonzentration. Nach E. V. APPLETON und W. J. G. BEYNON (*10*).

V. Magnetische Aufspaltung.

Unter magnetischer Aufspaltung sei verstanden die Differenz $f^x - f^0$, d. h. der Unterschied der Grenzfrequenz der außerordentlichen (f^x) von derjenigen (f^0) der ordentlichen Komponente. Diese Differenz folgt unmittelbar aus den Durchdrehaufnahmen.

Aus Gl. (5) ergibt sich

$$\frac{e}{m} = 2\pi c\,\frac{f^x + f^0}{f^x}\,(f^x \pm f^0)\cdot\frac{1}{H} \tag{15}$$

und daraus f^x und also auch $f^x - f^0$ für irgendeinen Grenzwert f^0 der ordentlichen Komponente, wenn man die Art der maßgebenden Träger und die erdmagnetische Feldstärke in der Höhe der Schicht kennt — es gilt für die Feldstärke H_h in der Höhe h ungefähr

$$H_h = H_0\left(1 - \frac{3h}{R}\right), \tag{16}$$

wenn H_0 diejenige an der Erdoberfläche ist. — Für Elektronen als Träger, d. h. $e/m = 5{,}30 \cdot 10^{17}$ elst. C. G. S. und $H = 0{,}5$ elmg. C. G. S. erhält man für

f^0		$f^x - f^0$	
$= 1 \cdot 10^6$/sec		$= 0{,}925 \cdot 10^6$/sec	
$= 5 \cdot$	,,	$= 0{,}752 \cdot$	,,
$= 10 \cdot$	,,	$= 0{,}728 \cdot$	,,
$= 15 \cdot$	,,	$= 0{,}720 \cdot$	,,

Für 0-Atome ist $e/m = 5{,}30 \cdot 10^{17}/(1840 \cdot 16)$ und die magnetische Aufspaltung ungefähr 30000mal kleiner, also von der Größenordnung 25/sec; sie ist damit kleiner als die Genauigkeit, mit der sich f^x und f^0 messen lassen.

Praktisch folgt daraus: Sind Elektronen die maßgebenden Träger, so muß die magnetische Aufspaltung ungefähr die in der Tabelle angeführten Werte besitzen. Sind Ionen maßgebend, so beobachtet man weder in den Festwellen-Registrierungen noch in den Durchdrehaufnahmen eine Aufspaltung. Das ist aber nur mit Vorsicht umkehrbar: es kann eine Aufspaltung fehlen, einfach weil eine der beiden Komponenten absorbiert ist. Ist eine merkbare Aufspaltung vorhanden, aber

kleiner als die in der Tabelle angegebene, so ist zu erwarten, daß die Schicht außer Elektronen auch noch negative Ionen in so großer Zahl enthält, daß sie merklichen Einfluß auf die Fortpflanzung der Wellen ausüben. Dabei ist zu bedenken, daß erst 30000 0-Ionen in der Wirkung auf die Wellen *einem* Elektron äquivalent sind.

C. Normaler Ionisations-Zustand der Ionosphäre.

I. Eigenschaften der normalen Ionosphären-Schichten.

1. Magnetische Aufspaltung. Art der Träger.

Bei der E-($=E_1$-)*Schicht* sind in der Regel z. B. bei Festwellenregistrierungen keine 2 verschiedenen Kurven für ordentliche und außerordentliche Komponente zu beobachten. Man könnte daran denken, daß der Grund dafür der hohe Gradient der Träger-Konzentration nach der Höhe sei und daß deshalb die scheinbaren Höhen der beiden Komponenten untrennbar nahe beieinander liegen [vgl. (*1* S. 304)]. Doch müßten bei den Grenzfrequenzen die beiden Komponenten zum Ausdruck kommen. Auf der anderen Seite gibt es aber auch Beobachtungen [vgl. (*1* S. 304)], die eine erdmagnetische Beeinflussung der Wellen, der tatsächlich vorhanden sein *muß*, zeigen. In seltenen Fällen (*62*, *125* S. 163) lassen die Durchdrehaufnahmen auch eine erdmagnetische Aufspaltung erkennen, die nicht durch die E_2-Schicht vorgetäuscht sein kann, und zwar von einem Betrag, der kleiner ist als er sich bei Annahme von Elektronen als Träger errechnet. In der Regel ist aber eine merkbare erdmagnetische Aufspaltung nicht vorhanden; es ist also der Schluß berechtigt, daß bei der *E-Schicht ein maßgebender Einfluß der Ionen* vorhanden ist.

Die E_2-*Schicht* zeigt, wenn sie vorhanden ist (*5*, *43*, *109*, *125* S. 171), in der Regel erdmagnetische Aufspaltung, und zwar von einem Betrag, der kleiner ist als bei Elektronen als Trägern zu erwarten wäre. Es war z. B. bei einer Messung der Station Herzogstand $f^0 = 1{,}58 \cdot 10^6$/sec, $f^x = 2{,}24 \cdot 10^6$/sec und demnach $f^x - f^0 = 0{,}66 \cdot 10^6$/sec. Wären Elektronen das allein maßgebende gewesen, so hätte die Aufspaltung $0{,}792 \cdot 10^6$/sec sein müssen. Augenscheinlich sind also in der E_2-Schicht auch Ionen von erheblichem Einfluß auf die Ausbreitung der Wellen.

Bei der F_1- und F_2-Schicht [vgl. (*1* S. 300ff.) und (*125* S. 165ff.)] waren z. B. nach den Messungen der Station am Herzogstand die Monatsmittel der Aufspaltung $f^x - f^0$ um Mittag im Jahr 1941 die folgenden:

F_1-Schicht	Juli 1941	beob. $0{,}65 \cdot 10^6$/sec	ber. $0{,}64 \cdot 10^6$/sec[1]
F_2-Schicht	Juli 1941	„ $0{,}64 \cdot$ „	„ $0{,}60 \cdot$ „
	Jan. 1941	„ $0{,}64 \cdot$ „	„ $0{,}59 \cdot$ „

Die berechneten Werte sind also etwas niedriger als die beobachteten. Es liegt nahe zu vermuten, daß die Höhen bei der F_1- und F_2-Schicht, die die wahren Höhen sein sollen, zu hoch angenommen[1] und deshalb

[1] Für die Berechnung wurde als Höhe der F_1-Schicht 200, der F_2-Schicht 300 km angenommen, daraus wurde nach Gl. (16) die magnetische Feldstärke H in der Höhe der beiden Schichten und für H_0 am Boden $= 0{,}468$ (Wert bei der Station Herzogstand) berechnet.

nach Gl. (16) eine zu niedrige erdmagnetische Feldstärke berechnet wurde. Jedenfalls stehen aber die Werte, die unter der Annahme von Elektronen als maßgebenden Trägern berechnet wurden, den beobachteten so nahe, daß an der Richtigkeit dieser Annahme für die F_1- und F_2-Schicht kein Zweifel sein kann.

2. „Wirksame Elektronen-Konzentration".

Für die Berechnung der Träger-Konzentration aus der Grenzfrequenz z. B. f^0 wird allgemein Gl. (5) bzw. (10) in der Form

$$N_{\max} = \frac{\pi m}{e^2} \cdot f^{02} = 1{,}24 \cdot 10^{-8} f^{02} \qquad (17)$$

zugrunde gelegt, also angenommen, daß der Lorentz-Term nicht berücksichtigt zu werden braucht, und außerdem als Wert für e/m derjenige von Elektronen benützt.

Nach den Ausführungen von S. 287 ist das bei der F_1- und F_2-Schicht berechtigt — hier sind Elektronen die maßgebenden Träger —, bei der E-Schicht aber im höchsten Maß unwahrscheinlich, da hier die Wirkung der Ionen vermutlich ausschlaggebend ist. Wenn also hier trotzdem Gl. (17) mit dem Elektronen-Wert von e/m zur Berechnung der Träger-Konzentration verwendet wird, so bedeutet das, daß die Träger-Konzentration, die man auf diese Weise bekommt, die „wirksame Elektronen-Konzentration" — im folgenden mit „EK" bezeichnet — ist, d. h. diejenige Elektronen-Konzentration, die auf die Ausbreitung der Wellen dieselbe Wirkung ausüben würde, wie das tatsächliche Elektronen-Ionen-Gemisch.

Wenn man ganz allgemein mit dieser wirksamen Elektronen-Konzentration arbeitet, so liegt das daran, daß man den Fall des Elektronen-Gemisches nicht genügend beherrscht, daß die Theorie (*55*) der Fortpflanzung in einem solchen Gemisch ziemlich verwickelt ist — es besteht nicht etwa irgendeine einfache Mischungsregel — und daß eine Methode, um das Verhältnis der Ionen- zur Elektronen-Zahl zu bestimmen, fehlt.

Das hat folgende Bedeutung für die E-Schicht. Für die verschiedenen Schichten bestanden z. B. in den Jahren 1940 und 1944 nach den Messungen der Station Herzogstand die Monatsmittel der Grenzfrequenzen um Mittag von Tab. 1 und daraus nach Gl. (17) berechnet die Träger-Konzentrationen von Tab. 2. Daraus wird meist geschlossen, daß die „Ionisation" in der Reihenfolge E-(E_1-), F_1-, F_2-Schicht ansteigt. Es ist aber zu bedenken, daß diese Zahlen wohl bei der F_1- und F_2-Schicht wirkliche Elektronen-Konzentrationen bedeuten, bei der E-Schicht aber nur „wirksame". Wenn in ihr die Zahl der negativen Ionen gegenüber derjenigen der Elektronen so groß ist, daß ihre Wirkung viel stärker wird als die der Elektronen, so ergibt sich ein ganz anderes Bild: es wird z. B. bei O-Ionen e/m 30000mal kleiner und damit die maximale Träger-Konzentration 30000mal größer. Die E-Schicht würde dann also die stärkste, nicht wie es nach den Zahlen der beiden Tabellen erscheint, die schwächste Ionisation besitzen, wenn man als Maß der Ionisation die Zahl der negativen Träger im cm^3 ansieht.

Tabelle 1.

Schicht	Jahr	Januar	April	Juli	Oktober
$f_E^0/10^6$	1940	2,9	3,6	3,6	3,0
	1944	2,7	3,1	3,1	2,9
$f_{F_1}^0/10^6$	1940	—	5,0	4,9	4,3
	1944	—	4,2	4,3	4,1
$f_{F_2}^0/10^6$	1940	8,7	8,6	7,0	9,7
	1944	6,0	5,2	5,0	6,6

Tabelle 2.

Schicht	Jahr	Januar	April	Juli	Oktober
$N_{E_1}/10^5$	1940	1,04	1,61	1,61	1,12
	1944	0,90	1,19	1,19	1,04
$N_{F_1}/10^5$	1940	—	3,10	2,97	2,29
	1944	—	2,19	2,29	2,08
$N_{F_2}/10^5$	1940	9,38	9,17	6,08	11,65
	1944	4,47	3,35	3,10	5,40

3. Schichten unterhalb der E- und oberhalb der F_2-Schicht.

Die Gegend *unterhalb der E-Schicht* (*87*, *125* S. 172) in Höhen oberhalb von ungefähr 60 km („D-Schicht“) hat nur ganz selten den Charakter

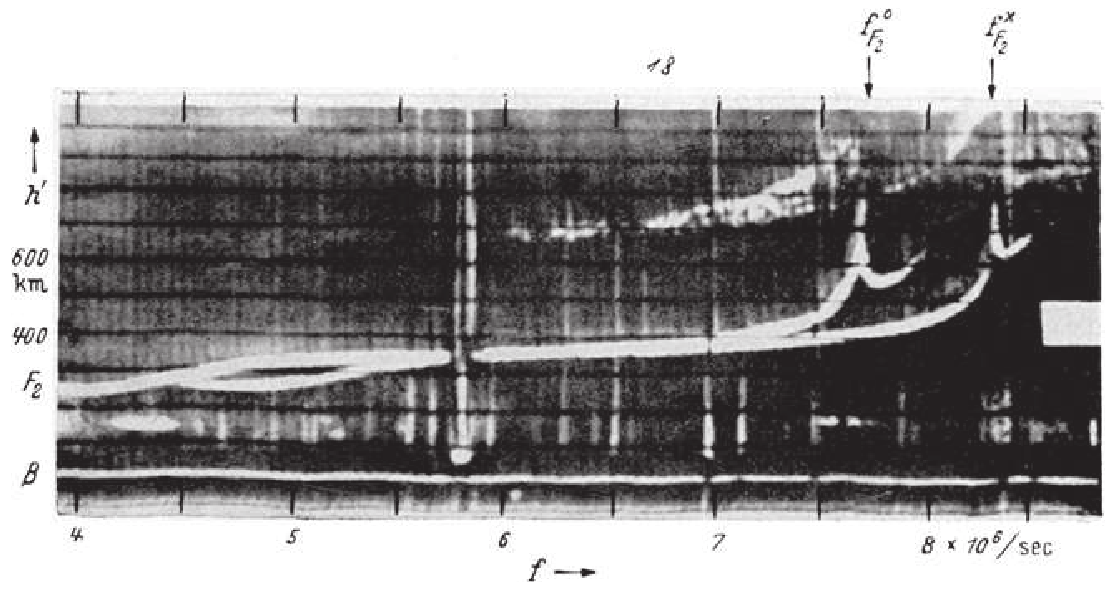


Abb. 18. Durchdrehaufnahme der Station Herzogstand mit Schicht oberhalb der F_2-Schicht.

einer wirklichen Schicht aus der man gut ausgebildete Reflexionen bekommt [(*104*) und Abb. 8)]. Gewöhnlich erhält man von dort keine Echos. Der Grund ist wohl der, daß die EK dort einen sehr geringen Gradienten nach der Höhe besitzt. Aber auch wenn die Welle an einer gewissen Höhe reflektiert würde, hat sie wenig Aussicht mit merkbarer

Intensität zum Erdboden zurückzugelangen: in diesen Höhen ist der Druck und damit die Stoßzahl schon verhältnismäßig groß und deshalb die Absorption sehr stark.

Die Gegend ist aber theoretisch interessant, weil hier aller Wahrscheinlichkeit nach der Fall vorliegt, daß die EK sehr gering und deshalb n nahezu $= 1$, die Stoßzahl aber sehr groß und deshalb $(S/\omega)^2 \gg 1$ ist (*87*). Praktisch ist sie für die Ionosphären-Forschung sehr wichtig, da sie zu Zeiten, während deren die Absorption in ihr besonders groß ist, auch Reflexionen von anderen Schichten unmöglich macht (Echoschwund, Mögel-Dellinger-Effekt).

Aus Echos verhältnismäßig großer Laufzeit ist in der Literatur häufig auf eine große Reflexionshöhe und damit auf eine Schicht geschlossen worden, die *oberhalb der F_2-Schicht* liegen soll. Meist handelt es sich dabei wohl um Reflexionen („Streu-Echos") an Elektronen-Wolken, die vielleicht weit außerhalb der Vertikalen über der Beobachtungs-Station liegen. Ganz selten scheint aber doch oberhalb der F_2-Schicht einmal eine wirkliche Schicht vorzukommen, jedenfalls kann die Aufnahme Abb. 18 kaum anders gedeutet werden.

4. Abgesetzte und nicht abgesetzte F_1-Schicht.

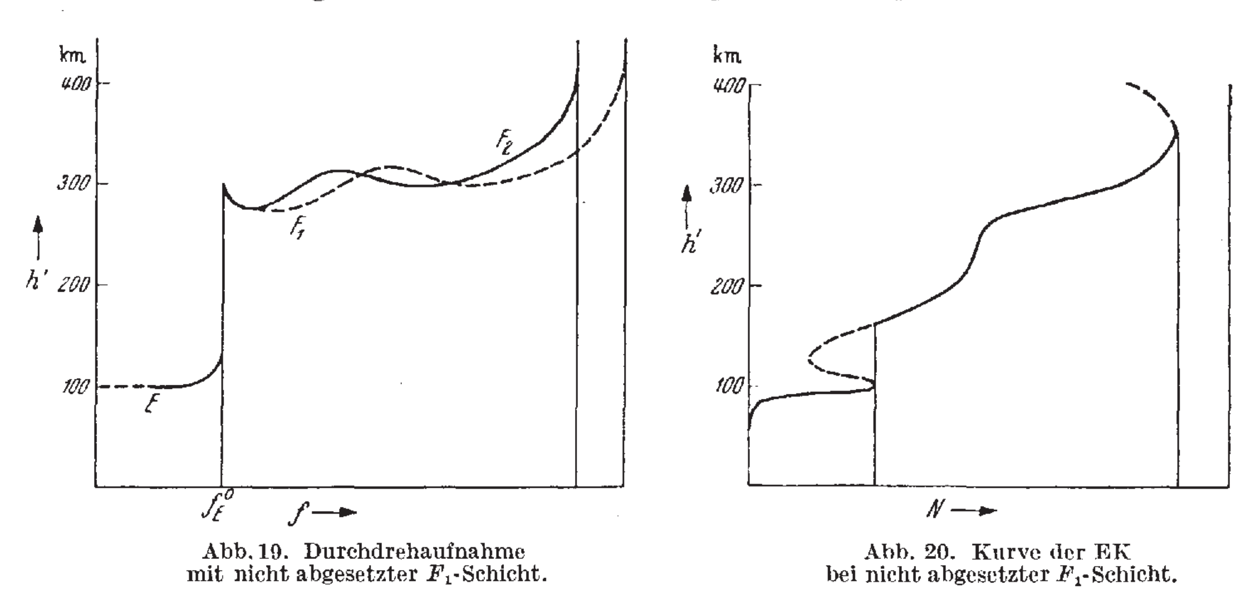


Abb. 19. Durchdrehaufnahme mit nicht abgesetzter F_1-Schicht.

Abb. 20. Kurve der EK bei nicht abgesetzter F_1-Schicht.

In den Durchdrehaufnahmen kann die F_2-Schicht in 2 verschiedenen Formen auftreten:

1. als abgesetzte (Abb. 8 und 21 A),
2. als nicht abgesetzte (Abb. 19, 20 und 21 B) Schicht.

Im letzteren Fall, der am Morgen beim Erscheinen und am Abend vor dem Verschwinden der Schicht die Regel ist, bildet sie nur eine Ausbuchtung des F_2-Teils der Kurve. Augenscheinlich ist der Unterschied einfach der, daß im ersteren Fall die maximale EK der F_1-Schicht größer ist als im letzteren, wie es Abb. 21 A und B schematisch darstellt.

Es ist nicht ausgeschlossen, daß ähnliches auch bei der *E_2-Schicht* vorliegt. Sie erscheint auf Aufnahmen verhältnismäßig selten, mag

aber immer vorhanden, nur meist durch die E_1-Schicht „abgedeckt“ sein, wenn deren maximale wirksame EK größer ist als diejenige der E_2-Schicht.

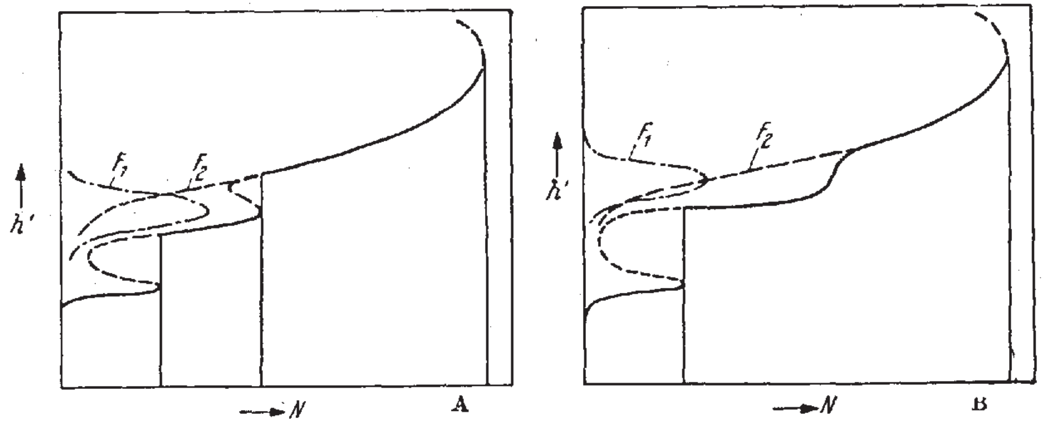


Abb. 21 A und B. Schematische Darstellung des Zustandekommens der abgesetzten (Abb. 21 A) und der nicht abgesetzten (Abb. 21 B) F_1-Schicht.

II. Allgemeine Fragen.

1. Rückgang der Ionisation.

Anlagerung und Rekombination. Ein Gas werde durch eine Ionisationsursache, die im cm³ und in der Sekunde q Elektronen aus Atomen oder Molekeln frei macht, ionisiert ($q =$ „Elektronen-Produktion“). Gleichzeitig wird dann eine Anzahl von freien Elektronen verschwinden, entweder indem sie sich mit Atomen oder Molekeln vereinigen und negative Ionen bilden („Anlagerung“) oder indem sie mit positiven Ionen neutrale Atome oder Molekeln bilden („Rekombination“).

Mit den Bezeichnungen $N =$ freie Elektronen und $N^- =$ negative Ionen lautet die Elektronenbilanz für beide Fälle:

a) Anlagerung.

Differential-Gl.: $\frac{dN}{dt} = q - \beta N$. ($\beta =$ Anlagerungs-Koeff.) (18a)

Im Gleichgewicht ($dN/dt = 0$): $N = q/\beta$. (18b)

Nach Aufhören der Elektronen-Produktion ($q = 0$)

$$\frac{dN}{dt} = -\beta N; \quad N = N_0 e^{-\beta t} \tag{18c}$$

b) Rekombination.

Differential-Gl.: $\frac{dN}{dt} = q - \alpha N^2$. ($\alpha =$ Rekombinations-Koeff.) (19a)

Im Gleichgewicht ($dN/dt = 0$): $N = \left(\frac{q}{\alpha}\right)^{1/2}$ (19b)

Nach Aufhören der Elektronen-Produktion ($q = 0$)

$$N = \frac{N_0}{1 + \alpha N_0 t}, \tag{19c}$$

$$\frac{1}{N} = \frac{1}{N_0} + \alpha t. \tag{19d}$$

Darin ist mit N_0 der Wert von N beim Aufhören von q gemeint.

Gl. (19) gilt aber auch bei der Anlagerung, wenn das Verhältnis γ der angelagerten (N^-) zu den freien (N) Elektronen unter denselben Bedingungen, besonders demselben Druck konstant ist, d. h. wenn

$$N^- = \gamma N \tag{20a}$$

ist, was wohl im allgemeinen zutrifft. Es bedeutet dann in Gl. (19), wenn α_e bzw. α_i der Rekombinations-Koeffizient für Elektronen bzw. Ionen ist

$$\alpha = \alpha_e + \gamma \alpha_i \tag{20b}$$

und α den „wirksamen Rekombinations-Koeffizienten".

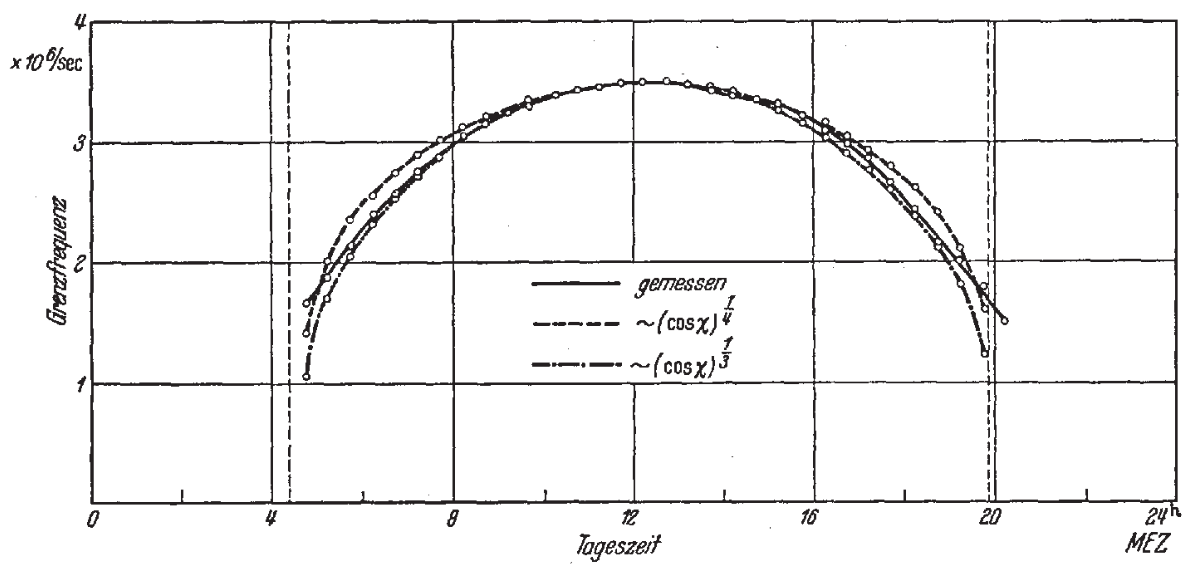


Abb. 22. Tageszeitlicher Verlauf der Grenzfrequenz der E-Schicht (Monatsmittel Juli 1941) nach Messungen der Station Herzogstand und Kurven für $(\cos\chi)^{1/4}$ (gestrichelte Kurve) und $(\cos\chi)^{1/3}$ (strichpunktierte Kurve).

Wenn Gl. (20) und (19) allgemein gilt, so ist es grundsätzlich unmöglich durch irgendwelche Versuche zwischen Anlagerung und Rekombination zu unterscheiden. Man kann nur prüfen, ob für die Entionisierung eine Beziehung der Form von Gl. (19) besteht — die Versuche haben das bejaht, z. B. (*8*, *12*, *73*) —, und dann nach dieser Gleichung den wirksamen Rekombinations-Koeffizienten α aus den Versuchen entnehmen.

Abhängigkeit von der Zenit-Distanz der Sonne. Ist die Ionisierungsursache eine Strahlung aus der Sonne, dann ist die Energie, die auf einen cm² der Erdoberfläche auffällt, $\sim \cos\chi$, wenn χ die Zenitdistanz der Sonne ist. Es ist dann

$$q = q_0 \cos\chi\,, \tag{21}$$

wenn q_0 die Energie darstellt, die bei einer Strahlung senkrecht zur Erdoberfläche einen cm² treffen würde. Es wird dann nach Gl. (19b) für die Maximale EK im Gleichgewichtszustand

$$N \sim (\cos\chi)^{1/2}$$

und, da nach Gl. (17) $N_{\max} \sim f^{02}$,

$$f^0 \sim (\cos\chi)^{1/4}\,. \tag{22}$$

Das trifft bei der E- (vgl. Abb. 22) und der F_1-Schicht, die sich ja überall sehr ähnlich wie die E- und nicht etwa wie die F_2-Schicht verhält, zu, wenn auch in vielen Fällen die Beziehung

$$f^0 \sim (\cos\chi)^{1/3} \qquad (23)$$

(*116*) den zeitlichen Verlauf besser wiedergibt. Allerdings sind die Kurven für $(\cos\chi)^{1/3}$ und $(\cos\chi)^{1/4}$ nur sehr wenig voneinander verschieden (vgl. Abb. 22).

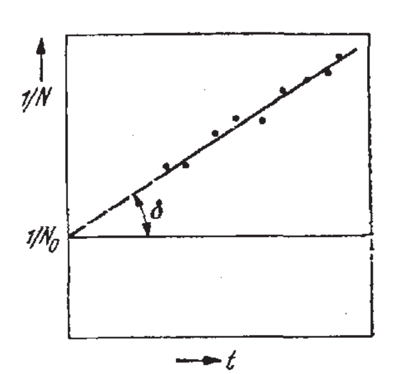
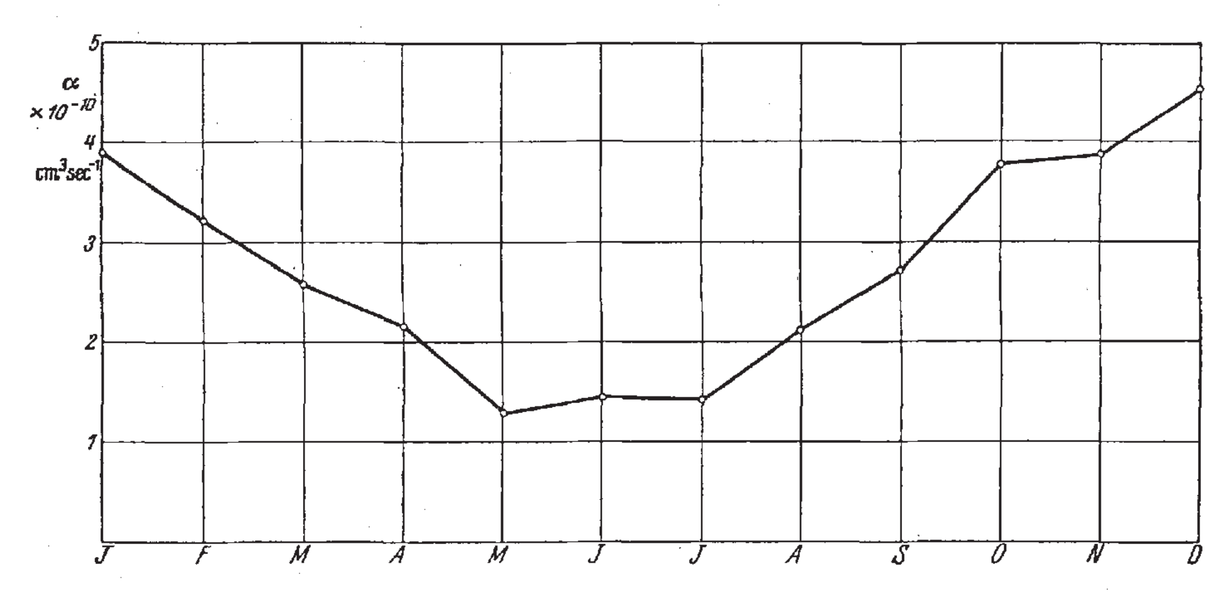


Abb. 23. Schematische Darstellung der Methode zur Messung des wirksamen Rekombinationskoeffizienten $\alpha = \mathrm{tg}\,\beta$.

Qualitativ heißt das, daß die EK bezüglich ihres tageszeitlichen Verlaufs um Mittag und bezüglich ihres jahreszeitlichen im Mittsommer, d. h. auf der nördlichen Halbkugel um Juli und auf der südlichen um Januar ein Maximum besitzt, was durchaus zutrifft.



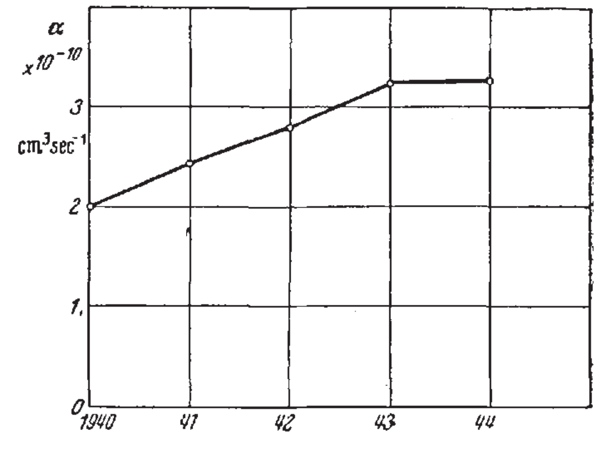


Abb. 24 A und B. Wirksamer Rekombinationskoeffizient α: A = Monatsmittel während eines Jahres (1941), B = Jahresmittel von 1940—1944 (Sonnenfleckenminimum).

Messung und Werte des Rekombinations-Koeffizienten. Der Abfall der wirksamen EK der F_2-Schicht folgt bei Nacht meist gut (vgl. aber S. 296) einer Gleichung der Form (19d). Auf Grund derselben läßt sich der wirksame Rekombinations-Koeffizient sehr leicht messen. Nach Gl. (19d) besteht zwischen $1/N$ und der Zeit t eine lineare Beziehung (Abb. 23). Die Neigung δ der Geraden gegen die Zeitachse liefert $\alpha = \mathrm{tg}\,\delta$ und der Schnittpunkt der Geraden mit der $1/N$-Achse den Anfangswert, d. h. $1/N_0$. Die Abb. 24 A und B zeigen die auf diese Weise gemessenen

Abb. 25. E- (E_1-) Schicht: tageszeitlicher Verlauf von N, dN/dt und $\alpha\, N^2$ (Monatsmittel) nach Messungen der Station Herzogstand.

Werte von α und zwar Abb. 24 A die Monatsmittel im Jahre 1941 und Abb. 24 B die Jahresmittel von 1940—1944 (Minimum der Sonnen-

flecken). Liegen die entsprechenden Werte von $1/N$ und t nicht auf einer Geraden, so folgt der Abfall der EK bei Nacht nicht der einfachen Beziehung von Gl. (19a).

Für Überschlags-Rechnungen darf man wohl ganz ungefähr für Mittag und Mittsommer und für Jahre, die nicht mit einem Maximum noch mit einem Minimum der Sonnenfleckenzahlen zusammenfallen, als Werte für α annehmen:

E-Schicht $1 \cdot 10^{-8}$
F_1-Schicht $8{,}5 \cdot 10^{-9}$
F_2-Schicht $3 \cdot 10^{-10}$

[vgl. (*125* S. 253ff.)].

Träger-Produktion und Träger-Konzentration. Kennt man den wirksamen Rekombinations-Koeffizienten, so läßt sich für Zeiten, in denen $dN/dt = 0$ ist (bei E- und F-Schicht Mittag), aus Gl. 19b

$$q = \alpha N_{\max}^2 = \alpha\,(1{,}24 \cdot 10^{-8} \cdot f^{02})^2 \tag{24}$$

die Trägerproduktion für den Scheitel der Schicht berechnen. Mit den angegebenen Werten von α gibt das

für die E-Schicht $q = 258$,
F_1-Schicht $q = 817$.

Wenn man für die E-Schicht aus den beobachteten Werten der Grenzfrequenzen den tageszeitlichen Verlauf von N, dN/dt und αN^2 mit $\alpha = 1 \cdot 10^{-8}$ ableitet, so bekommt man die Kurven von Abb. 25, [vgl. (*125* S. 252.)]. Sie beweisen, daß durchweg $dN/dt \ll \alpha N^2$, d. h. nach Gl. (19) nicht nur um Mittag ($dN/dt = 0$), sondern zu jeder Tageszeit

$$q = \alpha N^2, \tag{25}$$

daß also zu jeder Tageszeit die Elektronenproduktion proportional dem Quadrat der EK ist. Dasselbe gilt, wenn auch nicht mehr so genau wie bei der E-Schicht, auch bei der F_1-Schicht, dagegen nicht bei der F_2-Schicht: sonst müßte ja am Abend die EK sehr rasch auf Null abfallen, was durchaus nicht der Fall ist.

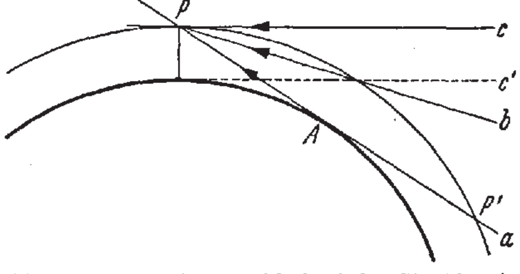


Abb. 26. Verschiedener Verlauf der Strahlen in der Ionosphäre bei verschiedenen Zenitwinkeln.

2. Besonderheiten im tageszeitlichen Verlauf der EK.

Der tageszeitliche Verlauf der EK in der F-Schicht ist in (*1*, S. 299,) erörtert.

Eine Merkwürdigkeit desselben ist, daß der scharfe Anstieg der EK am Morgen nicht zur Zeit des Sonnenaufgangs in der Höhe der Schicht erfolgt, sondern ungefähr, aber nicht genau (*45*) zur *Zeit des Sonnenaufgangs am Erdboden* einsetzt. Das wird verständlich, wenn man bedenkt, daß die Sonnenstrahlen bei Sonnenaufgang mehr oder weniger weite Strecken in Ionosphären-Schichten durchlaufen müssen und dort absorbiert werden. Im Punkt P (Abb. 26) erfolgt der Sonnenaufgang, wenn die Richtung der Sonnenstrahlen a und der durchlaufene Weg

$P'AP$ zum Teil tiefe Schichten der Ionosphäre mit starker Absorption durchsetzt; sie können nicht mehr viel ionisieren, wenn sie in P ankommen. Je höher die Sonne steigt, in um so geringerem Maß ist das der Fall. Werden die Sonnenstrahlen in P horizontal (c) — dieser Zeitpunkt ist identisch mit dem Sonnenaufgang auf der Erdoberfläche (c') —, so durchlaufen die Strahlen keine Schicht, in der die Dichte höher wäre als im Punkte P selbst [(*125* S. 245)].

Verlauf der EK bei Nacht. Bei Nacht ist die wirksame EK der E-Schicht zwar nur noch von der Größenordnung $^1/_{10}$ derjenigen bei Tag (*91*), aber immer noch viel größer als er nach dem Wert des Rekombinationskoeffizienten (S. 295) sein dürfte. Außerdem zeigt sie die Merkwürdigkeit, daß in der Gegend um Mitternacht ein schwaches Maximum auftreten kann.

Bei der F_2-Schicht folgt der Abfall der EK in Winternächten unter Umständen nicht Gl. (19): er kann sich einige Stunden vor Mitternacht verlangsamen und eventuell auch kurz nach Mitternacht in einen schwachen Anstieg übergehen (*73*).

Es liegt nahe, dabei an einen Temperatureffekt zu denken, wie man ihn auch zur Erklärung des mittäglichen Minimums der EK im Sommer herangezogen hat [vgl. (*1* S. 300)]: die Schicht zieht sich infolge der starken Abkühlung zusammen und es wird dadurch die Elektronen-Konzentration, d. h. die Zahl der Elektronen *im* cm^3, die man tatsächlich mißt, vermehrt. Dagegen spricht, daß die Erscheinung nicht regelmäßig auftritt. Andererseits weiß man über eine andere Ionisierungsursache, die man verantwortlich machen könnte, nichts bestimmtes. Daß Meteore dabei im Spiele sind, ist nicht ausgeschlossen, begegnet aber der Schwierigkeit, daß die Erscheinung, wenn sie vorhanden ist, wie es scheint, immer im selben Teil der Nacht beobachtet wird.

3. Längen- und Breiten-Effekt.

E- und F_1-Schicht. Bei diesen beiden Schichten ist die Frage der Abhängigkeit von der geographischen Länge und Breite im wesentlichen eine Frage der Zenitdistanz der Sonne: bei derselben Zenitdistanz haben zwei Orte zur selben Ortszeit dieselbe EK, gleichgültig, welches die Tages- und Jahreszeit, und gleichgültig, welches ihre geographische Länge und Breite ist. Im einzelnen gilt:

a) Für zwei Orte, die auf derselben geographischen Breite, aber verschiedenen Längen liegen, stimmt der Gang der EK überein, wenn man die Ereignisse auf die Ortszeit der beiden Orte bezieht.

b) Orte auf demselben Längengrad, aber verschiedenen Breitengraden, haben zur selben Zeit ein Maximum der EK, die Intensität desselben ist um so größer, je niedriger die geographische Breite ist.

c) Jahreszeitliche Vorgänge, z. B. der Gang der Mittagswerte der Grenzfrequenzen an zwei Orten, die auf demselben Längengrad liegen und dieselbe numerische Breite, die eine aber nördlich, die andere südlich vom geographischen Äquator, besitzen, müssen dieselben maximalen und

minimalen Werte haben, die Kurven müssen aber eine Phasenverschiebung von 180°, d. h. von einem halben Jahr zeigen.

Das trifft bei der E- und F_1-Schicht alles im wesentlichen zu, wenn man die Zeit unmittelbar um Sonnenauf- und -untergang, zu der kleine Unterschiede vorhanden sein können, ausschließt.

F_2-Schicht. Daß die Verhältnisse bei der F_2-Schicht viel verwickelter liegen, ist schon lange bekannt, z. B. (*19, 21, 23, 72*). Besondere Aufmerksamkeit haben die EK-Kurven von Washington D. C. (39° N) und Watheroo (30° S) (*22, 42*) gefunden, die durchaus nicht etwa einfach eine Phasenverschiebung von einem halben Jahr zeigen. Zwar spielt auch bei der F-Schicht die Zenitdistanz der Sonne eine große Rolle, aber nicht die einzige. Es ist hier augenscheinlich noch ein anderer Einfluß vorhanden, der den zeitlichen Verlauf der EK mitbestimmt.

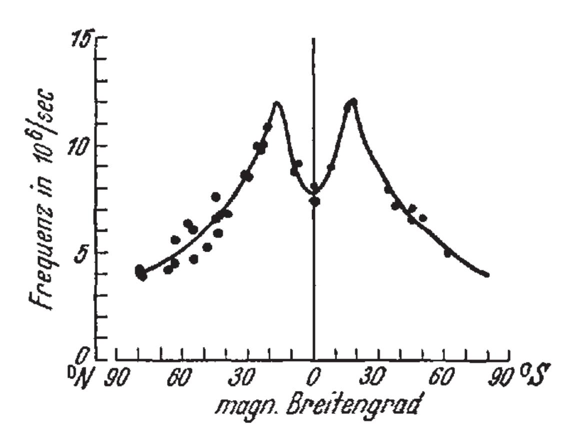


Abb. 27. Mittagswerte der F_2-Grenzfrequenzen in den Äquinoktien in Abhängigkeit von der erdmagnetischen Breite. Aus Sir EDWARD APPLETON (*9*).

Für diesen Einfluß kommt nach (*33*), vgl. auch (*14*), die Wirkung des *erdmagnetischen Felds* in Frage. Der Gedanke dabei ist der folgende. Die Ionisierung der F_2-Schicht ist auf zwei Ursachen, auf die Lichtstrahlung und eine geladene Corpuscular-Strahlung aus der Sonne zurückzuführen (vgl. S. 299 ff). Ihre Wirkung ist bestimmt durch den Einfallswinkel. Dieser ist aber bei den Corpuscular-Strahlen infolge der Einwirkung des erdmagnetischen Felds ein ganz anderer als bei den Lichtstrahlen und hängt ab von der Lage des Beobachtungsorts relativ zum erdmagnetischen Feld und damit zur erdmagnetischen Achse. Es kommt dafür also nicht die *geographische* Länge und Breite, sondern die *erdmagnetische (geomagnetische)* in Frage. Da die erdmagnetische Achse nicht mit der geographischen zusammenfällt, so beschreibt die erstere während der Umdrehung der Erde einen Kegelmantel und es ändert sich der Einfallswinkel; man erhält infolge davon eine jahreszeitliche und tageszeitliche Wirkung, die bei derselben geographischen Breite auch von der geographischen Länge des Beobachtungsortes abhängt.

In neuerer Zeit ist der Einfluß des erdmagnetischen Felds auf die Ionisation der F_2-Schicht mit Hilfe eines ungewöhnlich umfassenden Materials einer großen Anzahl von Beobachtungs-Stationen quantitativ untersucht worden (*9*). Für die Mittagswerte der Grenzfrequenzen in den Äquinoktien, in denen die Erde symmetrisch zum geographischen Äquator bestrahlt wird, ergab sich folgendes:

a) Für zwei Punkte derselben geographischen Länge und auch derselben Breite, von denen aber der eine nördlich, der andere südlich vom geographischen Äquator liegt, brauchen die Mittagswerte der Grenzfrequenzen nicht notwendig gleich zu sein.

b) Die Mittagswerte der Grenzfrequenzen an Orten derselben geographischen Breite aber verschiedener Länge können verschieden sein.

Daß der Grund für diese Erscheinungen tatsächlich das erdmagnetische Feld ist, zeigt Abb. 27. In ihr sind die Mittagswerte der Grenzfrequenzen aufgetragen in Abhängigkeit von der *erdmagnetischen* Breite: die Kurve verläuft nördlich und südlich vom erdmagnetischen Äquator ganz symmetrisch, während die entsprechende Kurve für die Abhängigkeit von der geographischen Breite ganz unsymmetrisch sein würde.

c) Sowohl in der E- als der F_2-Schicht beobachtet man unter dem Einfluß des Mondes halbtägige periodische Änderungen („Gezeiten") sowohl der EK als der Schichthöhe (*13b*, *83a*, *10a*, *35a*). Die Amplitude der EK-Änderungen ist viel größer als diejenige der barometrisch gemessenen Änderungen des Luftdrucks am Erdboden unter dem Einfluß des Mondes.

D. Die Ursachen der Ionisierung.

I. Strahlung der Sonne.

1. Zusammensetzung und Ionisierungs-Verhältnisse der Ionosphäre.

Nach allen, besonders spektroskopischen Erfahrungen (*2*) besteht die obere Atmosphäre abgesehen von dem Ozon-Gebiet bis etwa herauf zu 90 km Höhe vorwiegend aus O_2 und N_2. Im E-Gebiet um 100 km wird O_2 in $O + O$ dissoziiert, so daß also hier die Luft aus O_2, O und N_2 besteht. In noch höheren Schichten verschwindet allmählich O_2, dafür tritt neben N_2 auch N auf, so daß hier ein Gasgemisch aus O, N_2 und N vorliegt.

Für die Wirkung einer Strahlung kommt in Betracht:

Vorgang	Arbeit in eV	Max. Wellenlänge in Å
a) *Dissoziation*		
$O_2 \longrightarrow O + O$	5,1	2439
$N_2 \longrightarrow N + N$	7,4	1687
b) *Anregung* (Mindestwert)		
O_2	7,9	1562
O	9,1	1356
N_2	6,3	1960
N	2,4	5150
c) *Ionisierung*		
$O_2 \longrightarrow O_2^+ + e$	12,3	1000
$O \longrightarrow O^+ + e$	13,6	910
$N_2 \longrightarrow N_2^+ + e$	15,7	786
$N \longrightarrow N^+ + e$	14,5	850

(*79*), vgl. auch (*60*).

Für die Ionisierung durch Licht sind also Wellenlängen über 1000 Å unwirksam.

Entsprechendes gilt auch für die Ionisierung durch Corpuscular-Strahlen: sie reichen für die Ionisierung nur aus, wenn ihre kinetische Energie mindestens 12,3 eV beträgt.

2. Lichtstrahlung der Sonne.

Thermische Strahlung. Das optische Spektrum des Sonnenlichts schneidet bekanntlich bei ungefähr 2760 Å ab. Von dieser Wellenlänge abwärts beginnt die Absorption durch Ozon, sie nimmt von 2400 Å stark ab, bei 2200 Å fängt aber die Absorption durch O_2 an.

Im spektroskopisch zugänglichen Gebiet bis 2760 Å entspricht die Energieverteilung im Spektrum ziemlich genau dem PLANCKschen

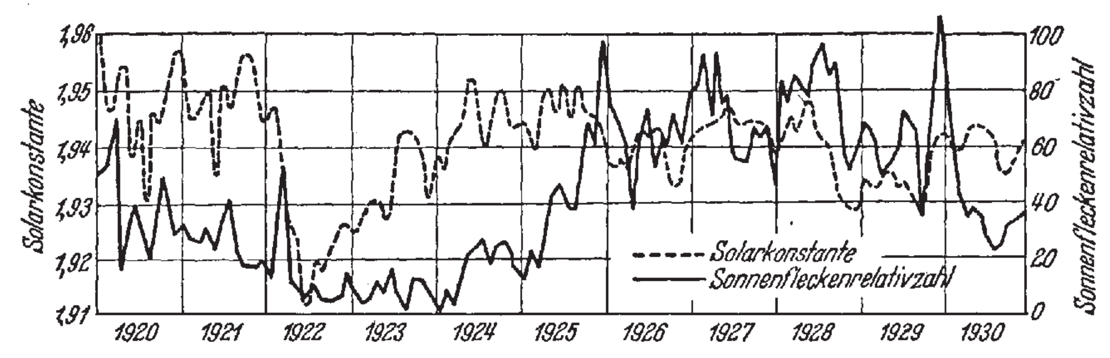


Abb. 28. Gang der Solarkonstanten und der Sonnenflecken-Relativzahlen zwischen 1920 und 1930. Aus M. WALDMEIER (*115*) Abb. 4.

Strahlungsgesetz für einen absolut schwarzen Körper von ungefähr 6000° abs. Es ist anzunehmen, daß das für die thermische Strahlung auch im Wellenlängen-Gebiet unterhalb 2760 Å gilt.

Die Energie, die durch diese Strahlung der Erdoberfläche zugeführt und durch die Solar-Konstante (rd. 1,9 cal/cm² min) gemessen wird, ist *merklich konstant;* sie änderte sich z. B. in den Jahren von 1920 bis 1930 maximal um 5% (vgl. Abb. 28).

Eruptiv-Strahlung. Die Energie der Strahlung im kurzwelligen UV, d. h. für Wellenlängen < 1000 Å läßt sich auf zwei Wegen berechnen:

1. aus dem PLANCKschen Strahlungsgesetz,
2. aus ihrer Wirkung in der Ionosphäre, d. h. durch ihre Trägerproduktion (s. S. 295) und die dafür nötige Ionisierungsarbeit.

Die Rechnung [vgl. (*60*)] zeigt, daß die aus der Trägerbildung (*2*) berechnete Energie größenordnungsmäßig (10^5 — 10^6 mal) größer ist, als aus dem PLANCKschen Strahlungsgesetz folgt. Es muß also von der Sonne noch eine Strahlung ausgehen, die im kurzwelligen UV (λ < 1000 Å) gegenüber der thermischen Strahlung in diesem Spektralgebiet eine außerordentlich hohe Energie besitzt. Da sie bei Sonneneruptionen besonders intensiv wird, ist sie im folgenden als „*Eruptivstrahlung*" bezeichnet, ohne daß damit gesagt sein soll, daß sie nicht etwa auch thermischen Ursprungs ist.

Infolge ihrer ionisierenden Wirkung in der Ionosphäre wird diese Strahlung in der Ionosphäre absorbiert, gelangt also nicht mit merklicher Intensität zum Erdboden. Das gilt allgemein: wenn eine

Strahlung in der Ionosphäre wirksam ist, kommt sie nicht oder nur zum Teil zur Erdoberfläche. Auch die Umkehrung ist richtig: eine Strahlung, die man an der Erdoberfläche beobachten kann, ist für die Ionosphäre unwirksam.

Die Eruptivstrahlung ist nicht konstant, sondern folgt durchaus der ungefähr 11jährigen Periode der Sonnentätigkeit[1].

3. Corpuscularstrahlung der Sonne.

Die Beobachtungen an Nordlichtern, die sicher von Corpuscularstrahlen aus der Sonne herrühren, zeigen, daß diese Strahlen nicht gleichmäßig nach allen Richtungen ausgesandt werden, sondern in *Bündeln* von unregelmäßigem, aber nicht übermäßig großem Querschnitt.

Aus der dauernden Formänderung der Nordlichter geht hervor, daß man bei den Corpuscularstrahlen mit raschen zeitlichen Änderungen zu rechnen hat (vgl. S. 298 ff).

Das Auftreten auf der Nachtseite der Erde beweist, daß diese Korpuskeln *geladen* sind; sie bestehen vielleicht aus Trägern beiderlei Vorzeichens.

Der Zeitunterschied zwischen einem Vorgang auf der Sonne, z. B. einer Eruption und dem Einsetzen seiner Wirkung auf die Ionosphäre oder das erdmagnetische Feld beträgt zwischen 18 und 36 Stunden, im Mittel 26. Das entspricht einer *mittleren Geschwindigkeit von 1600 km/sec.*

Unsicher ist, *welcher Art* diese Korpuskeln sind, eine Frage, die natürlich schon viel erörtert worden ist. Einen gewissen Schluß gestatten die Bedingungen, denen sie zu genügen haben, um die tatsächlich beobachteten Wirkungen hervorzubringen [vgl. (*125*), S. 233ff.].

a) Ihre kinetische Energie muß für die Ionisierung der Gase in der Ionosphäre ausreichen.

b) Ihre Reichweite muß so groß sein, daß sie bis herunter zur *E*-Schicht eindringen können: das entspricht ungefähr einer Eindringtiefe von 1 cm bei normalem Druck.

c) Die kinetische Energie muß so groß sein, daß die Korpuskeln trotz der Wirkung des erdmagnetischen Felds bis herunter in die Breiten gelangen können, in denen noch Nordlichter beobachtet werden.

Die Prüfung [vgl. (*125*), S. 233f.)] zeigt, daß bei der vorgegebenen Geschwindigkeit alle diese Bedingungen weder durch Elektronen noch durch irgend eine Art von Ionen befriedigt werden können. Dabei ist

[1] Außer dieser optischen Strahlung sind in den letzten Jahren andere elektromagnetische Strahlungen aus der Sonne nachgewiesen worden, deren Wellenlängen im Gebiet der Meter- und Dezimeter-Wellen liegen. Bei der einen Klasse (*113a, 10a, 101a*) ist die Wellenlänge größter Intensität rd. 4,7 m, bei der anderen (*36a, 101a*) 10,7 cm. Sie stehen in Beziehung zur Sonnentätigkeit und auch zu Störungen der Ionosphäre, sind aber sonst für die Ionosphäre ohne große Bedeutung.

Entsprechendes gilt für elektromagnetische Wellen von 1,7 und 3,75 m Wellenlänge ($f = 175 \cdot$ — und $80 \cdot 10^6$/sec), die in der Sonnenstrahlung nachgewiesen und in ihrer Beziehung zur Sonnentätigkeit untersucht wurden (*106a, 114a*).

allerdings die Annahme gemacht, daß die geladenen Korpuskeln von der Sonne ausgehen, die Ionosphäre treffen und ionisieren. Es ist möglich, daß diese Annahme viel zu einfach ist, daß man vielmehr unterscheiden muß zwischen den Teilchen, die von der Sonne ausgesandt werden und sich mit der angegebenen Geschwindigkeit zur Erde bewegen, und den sekundären, die beim Auftreffen der von der Sonne kommenden primären Teilchen sich erst bilden und dann in der Ionosphäre ionisieren. Solche Prozesse sind von den Kanalstrahlen her dort unter der Bezeichnung „Umladungen" bekannt. Bei den primären Teilchen, die unmittelbar von der Sonne ausgehen und nicht geladen zu sein brauchen, kann man an Ca-Atome wegen der Beziehung der Ionisierung der Ionosphäre zu den Ca-Fackeln (*35*, *50*) denken. Doch ist es vorläufig wohl nicht möglich, darüber bestimmte Angaben zu machen[1].

II. Unterscheidung zwischen Licht- und Corpuscular-Strahlen.

1. Lichtstrahlen.

Was bezüglich einer Unterscheidung zwischen beiden Strahlenarten die Lichtstrahlen kennzeichnet, sind folgende Eigenschaften:

a) Eine Wirkung der Lichtstrahlen ist auf die Tagseite der Erde beschränkt.

b) Der tages- und jahreszeitliche Verlauf der EK ist bestimmt durch die Zenitdistanz der Sonne.

Das ist aber nicht umkehrbar. Es ist nicht so, daß irgendeine Erscheinung in der Ionosphäre, die z. B. ein Maximum um Mittag besitzt, von der Lichtstrahlung der Sonne herrühren muß.

Denn auch wenn eine Strahlung nach Intensität und Richtung konstant wäre und ihre Quelle in keiner Beziehung zur Sonne stünde, müßte ihre *Wirkung*, die ja allein der Beobachtung zugänglich ist, um so stärker werden, je stärker die Atome oder Moleküle der Atmosphäre angeregt sind. Sie müßte also einen Gang zeigen, der mit demjenigen der UV-Strahlung der Sonne zusammenfällt.

c) Für die Längen- und Breitenabhängigkeit der EK ist ebenfalls die Zenitdistanz der Sonne maßgebend. Auf demselben Längengrad wird die EK um so geringer, je höher die geographische Breite ist.

d) Findet man also an zwei Orten Unterschiede in der Ionisierung, die nicht durch eine verschiedene Zenitdistanz erklärt werden können, so kann die Ionisierung nicht allein durch Lichtstrahlen hervorgerufen sein.

e) Eine Erscheinung in der Ionosphäre, z. B. eine plötzliche Erhöhung der EK, die im Zusammenhang mit einem Vorgang auf der Sonne, z. B. einer Eruption, steht, muß wenige Minuten nach diesem Vorgang einsetzen: das Licht braucht von der Sonne zur Erde ungefähr 8,3 Minuten.

[1] Auf eine andere Art von Corpuscular-Strahlen aus der Sonne mit Geschwindigkeiten von ungefähr 500 km/sec ist aus den Variationen des erdmagnetischen Felds geschlossen worden (*76*).

2. Corpuscularstrahlen.

A. Ungeladene. Für sie gilt dasselbe wie für Lichtstrahlen bezüglich der im vorausgehenden Abschnitt a—c besprochenen Fragen.

Ungeladene Corpuscularstrahlen und Lichtstrahlen lassen sich aber bei einer Sonnenfinsternis trennen. Der Streifen der Erdoberfläche, auf dem z. B. die Sonnenfinsternis total ist, und die Zeit, zu der sie eintritt, hängen von der Geschwindigkeit der Strahlen, die bei der Sonnenfinsternis abgedeckt werden, ab, sind also verschieden für Licht- und die viel langsameren Corpuscularstrahlen. Man hat demnach zwischen einer „optischen" und einer „corpuscularen" Sonnenfinsternis zu unterscheiden.

B. Geladene Corpuscular-Strahlung. a) Auch für sie gilt bezüglich der Unterscheidung gegen die Lichtstrahlen durch eine Sonnenfinsternis dasselbe wie für die ungeladenen.

b) Infolge des erdmagnetischen Felds gelangen sie auch auf die Nachtseite der Erde.

Wegen ihrer zeitlichen und örtlichen Inkonstanz läßt sich über den tages- und jahreszeitlichen Gang der von ihnen hervorgerufenen Ionisierung nichts allgemeines aussagen.

c) Der Breiteneffekt wird ein ganz anderer als bei Lichtstrahlen: da bewegte geladene Teilchen Spiralbahnen um die magnetischen Kraftlinien beschreiben, so gelangen sie hauptsächlich in die Polargegenden. Die Wirkung der geladenen Teilchen wird also um so größer, je höher die geomagnetische Breite ist.

d) Wegen der Bündelstruktur der Corpuscularstrahlen (S. 300) ist es möglich, daß an zwei Orten, die nur wenige 100 km voneinander entfernt sind, die durch die Corpuscularstrahlen ausgelösten Vorgänge ganz verschieden werden.

e) Die Corpuscularstrahlen aus der Sonne, die zu irgendeiner Zeit die Erde treffen, kommen besonders häufig aus der Nähe des Sonnenmeridians, der der Erde zugekehrt ist, des „Zentralmeridians", und zwar aus der Gegend des Sonnenäquators — man spricht von „Zentralzone". *Der Ort der Strahlungsquelle auf der Sonnenoberfläche ist also wesentlich.*

III. Folgerungen für die Ionosphären-Schichten.

1. E- und F_1-Schicht.

Diese beiden Schichten sind zweifellos eine Wirkung der Lichtstrahlung der Sonne: der tages- und jahreszeitliche Verlauf ihrer EK, und die Längen- und Breitenabhängigkeit ist nicht anders zu erklären.

Bei den Sonnenfinsternissen [(*20, 64, 67*), vgl. (*125*, S. 243)], deren Wirkung auf die Ionosphäre beobachtet wurde und zu denen in neuerer Zeit diejenige vom 9. Juli 1945 hinzugekommen ist (*106, 117*), erfolgte der Abfall der EK unmittelbar nach dem Eintreten der optischen Sonnenfinsternis (Abb. 29). Von einer corpuscularen Sonnenfinsternis war in keinem der Fälle etwas zu sehen.

2. F_2-Schicht.

Der Anstieg der EK um Sonnenaufgang [(*1*), Abb. 15] läßt keinen Zweifel darüber, daß auch bei der F_2-Schicht die Lichtstrahlung der Sonne der maßgebende Faktor ist. Daß die Maxima der EK nicht auf Mittag bzw. Mittsommer fallen [vgl. (*1*), S 301], spricht nicht dagegen. Die Erklärung dieser Erscheinung als Temperatureffekt (*7, 12, 71*) ist trotz mancher Bedenken (*19*) doch wohl in der Hauptsache richtig.

Der Längen- und Breiteneffekt ist in der gemäßigten nördlichen Zone so, wie man ihn als abhängig von der Zenitdistanz der Sonne erwartet. Die Verhältnisse sind aber viel verwickelter, wenn man die südlichen Breiten mit einbezieht. Daß dabei das erdmagnetische Feld eine Rolle spielt, wurde auf S. 297 erörtert. Das bedeutet aber, daß eine geladene Corpuscularstrahlung erheblich mitwirkt.

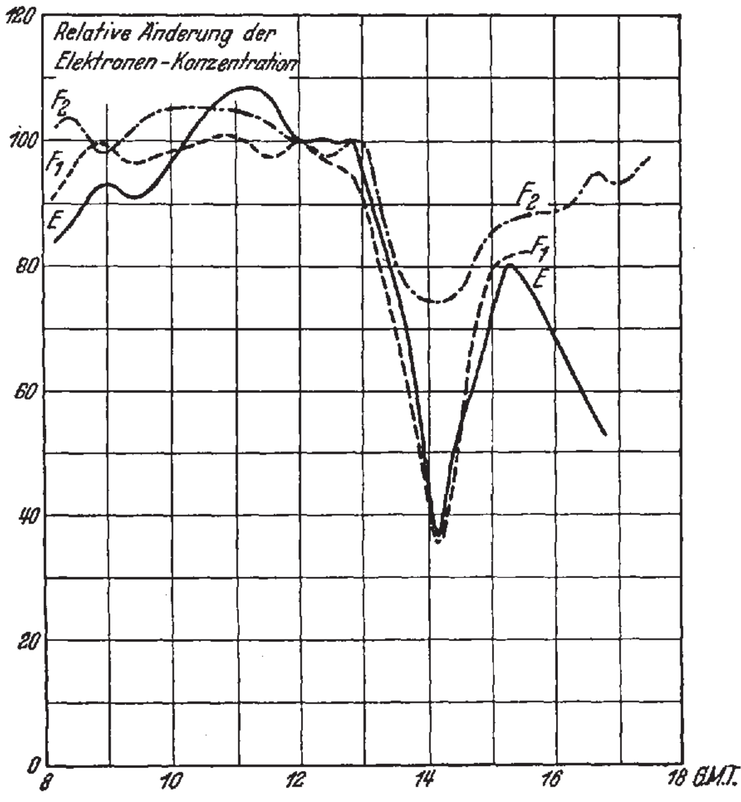


Abb. 29. Änderung der Elektronenkonzentration in der E-, F_1- und F_2-Schicht während der Sonnenfinsternis am 9. Juli 1945. Aus O. E. H. RYDBECK (*105*), Abb. 11.

Bei den meisten Sonnenfinsternissen wurde ein Einfluß auf die F_2-Schicht nicht gefunden. Diejenige vom 1. Oktober 1940 (*67, 91*) machte einen solchen aber doch schon sehr wahrscheinlich, diejenige vom 9. Juli 1945 (*106*) zeigte ihn sehr deutlich (Abb. 29), wenn auch geringer als bei der E- und F_1-Schicht.

Auffallend bei der F_2-Schicht ist die *Unregelmäßigkeit* ihrer EK, die *viel* größer ist als bei der E- oder F_1-Schicht (vgl. Abb. 30 und 31) (*29*).

Dabei ist allerdings zweierlei zu bedenken. Die F_2-Schicht als höchste Schicht erhält alle Störungen, die von der Sonne kommen mögen, „aus erster Hand". Wenn ferner eine Welle an der F_2-Schicht reflektiert wird, so hat sie auf dem Hin- und Rückweg d. h. also zweimal die E- und F_1-Schicht zu durchlaufen. Irgendwelche Unregelmäßigkeiten *dieser* Schichten können also leicht auf das Konto der F_2-Schicht kommen.

Messungen an zwei Orten, die ungefähr auf demselben Längengrad, aber in verschiedener Breite auf einer Entfernung von 570 km liegen (*30*),

haben gezeigt, daß die meisten dieser Unregelmäßigkeiten an beiden Orten gleichzeitig und in derselben Form auftraten.

Eine starke Abhängigkeit der Unregelmäßigkeiten von der geo-

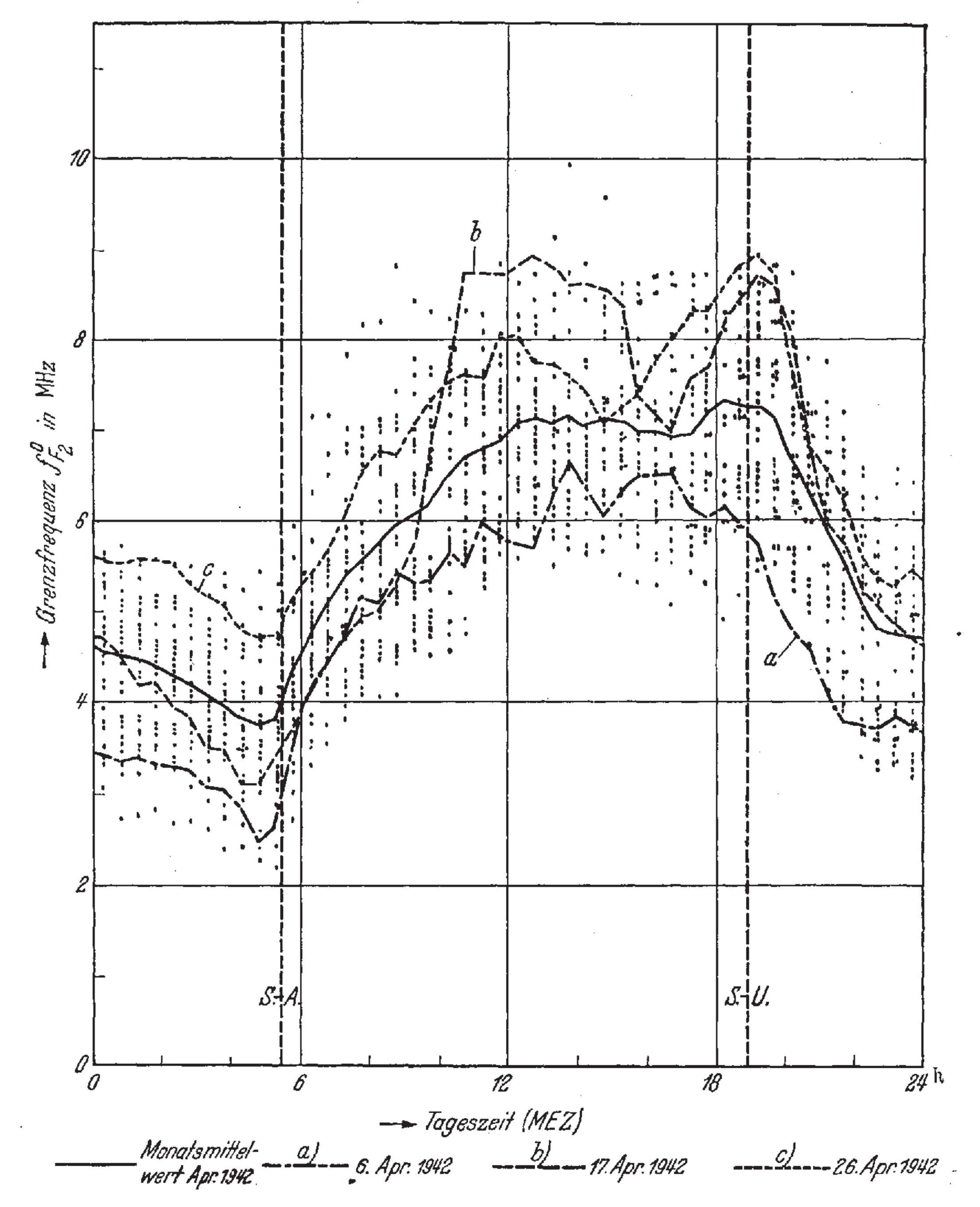


Abb. 30. Sämtliche von der Station Herzogstand gemessene Werte der Grenzfrequenzen der F_2-Schicht im April 1942. Ausgezogene Kurve = Monatsmittel, Kurve a bzw. b bzw. c = Verlauf am 6. bzw. 17. bzw. 26. April 1942. Aus J. O. Brand (*29*).

graphischen Breite scheint nach den bisherigen Erfahrungen, (*125*, S. 250), nicht zu bestehen; das spricht gegen eine erhebliche Beteiligung von Corpuscularstrahlen an diesen Unregelmäßigkeiten. Daß die Unregelmäßigkeiten bei Tag im allgemeinen stärker sind als bei Nacht,

weist darauf hin, daß auch Schwankungen der Lichtstrahlung der Sonne bei ihnen eine Rolle spielen.

Die Frage nach der Ursache der Unregelmäßigkeiten der F_2-Schicht läßt sich vorerst nicht einwandfrei beantworten, besonders dann nicht, wenn, wie es häufig gerade bei starken Unregelmäßigkeiten zutrifft, während längerer Zeit abnormal *niedrige* Werte der EK auftreten.

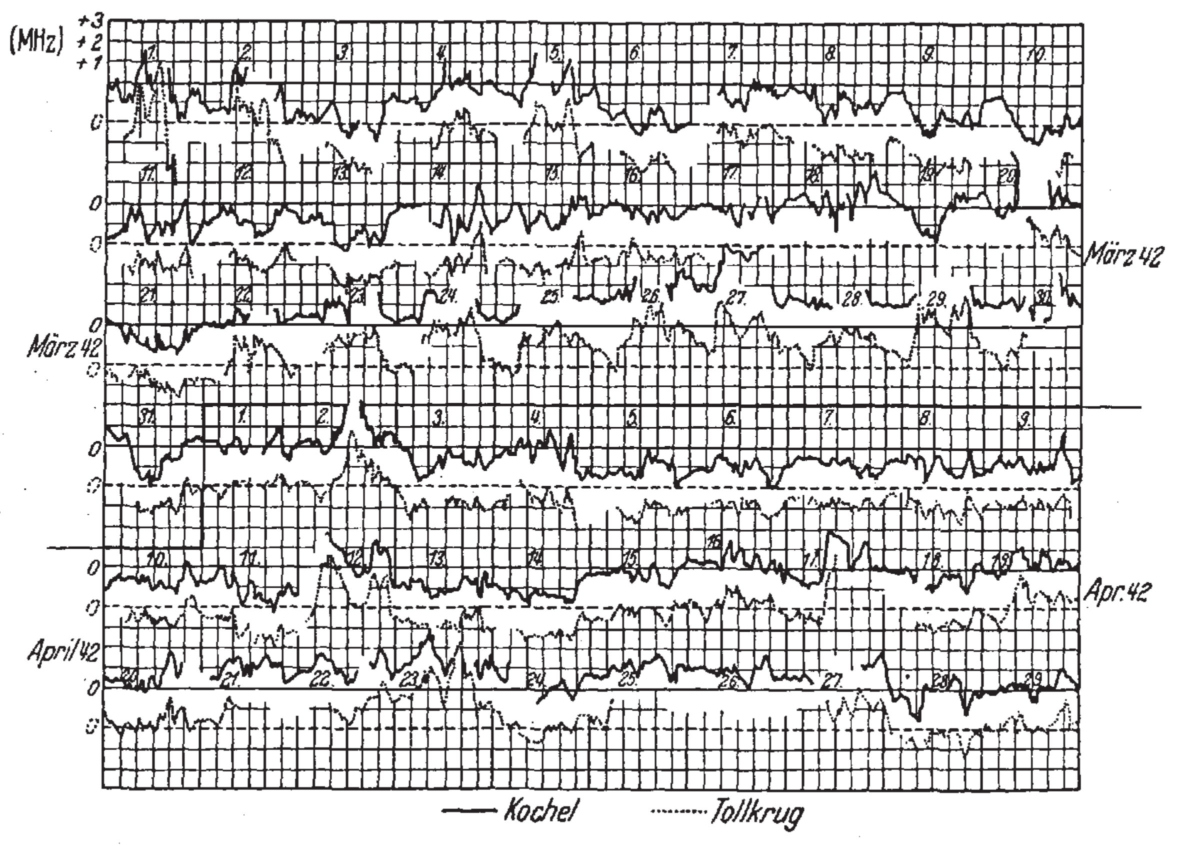


Abb. 31. Abweichung der gemessenen Grenzfrequenzen $f0_{F_2}$ vom monatlichen Mittelwert vom 1. März bis 29. April 1942 an der Station Herzogstand (ausgezogen) und Tollkrug bei Berlin (gestrichelt und gegen die Herzogstand-Kurve nach unten verschoben).

Vermutlich handelt es sich bei den Unregelmäßigkeiten um schwächere Störungen — vgl. (*6*) —, deren Ursachen in den einzelnen Fällen ganz verschieden sein mögen.

E. Abnormale E-Schicht (E_a-Schicht).

I. Eigenschaften.

1. Vorkommen und Höhe.

Die E_a-Schicht tritt manchmal während Minuten, manchmal während Stunden zu allen Jahreszeiten bei Tag und Nacht in völlig unregelmäßiger Weise auf (daher auch der Name „sporadische E-Schicht“). Ihre scheinbare Höhe ist nur ganz wenig von derjenigen der normalen E-Schicht verschieden; sie ist wegen des hohen Gradienten der EK nach der Höhe merklich gleich der wahren. Ihre Dicke beträgt höchstens einige Kilometer.

Die Erkenntnis, daß es im E-Gebiet 2 Schichten mit ganz verschiedenen Eigenschaften gibt (*11*, *97*, *108*), ist für die Systematik der Ionosphärenforschung von besonderer Bedeutung gewesen.

2. Flächen-Ausdehnung.

Die Flächenausdehnung der E_a-Schicht ist beschränkt. Versuche zwischen zwei Stationen auf ungefähr demselben Längengrad in 570 km Entfernung (*37*) zeigten, daß die E_a-Schicht an der einen vorhanden sein, an der anderen fehlen konnte, während der Verlauf der EK der normalen Schichten an beiden Stationen merklich derselbe war. Wie groß die Flächenausdehnung in irgendeinem einzelnen Fall oder im Mittel ist, ist unbekannt.

Aus manchen Erscheinungen ist auf eine *Bewegung* der Schicht geschlossen worden. Es handelt sich dabei aber wohl nicht um eine mechanische Bewegung der Schicht, sondern um eine Bewegung der ionisierenden Corpuscularstrahlen-Bündel [vgl. (*125*), S. 264].

3. Wolkige Struktur.

Die E_a-Schicht ist in horizontaler Richtung nicht homogen, es wechseln in ihr Stellen höherer EK („Elektronen-*Wolken*") mit solchen niedrigerer EK („Elektronen-*Lücken*") ab oder anders ausgedrückt, sie besteht aus einem Untergrund verhältnismäßig niederer EK, in den die Wolken höherer EK eingebettet sind [(*41*, *118*), vgl. auch (*25*)].

4. Hohe wirksame EK und hoher Gradient nach der Höhe.

Die wirksame EK der E_a-Schicht kann im Minimum niedriger sein als diejenige der normalen E-Schicht bei Tag und im Maximum höher als der höchste Wert bei der F_2-Schicht bei Tag. Man muß mit Grenzfrequenzen (f_B Abb. 32 und 33) von ungefähr $1{,}6 \cdot 10^6$/sec bis $11 \cdot 10^6$/sec rechnen.

Vorgeschlagen wurde (*13*), zwei Arten von E_a-Schichten zu unterscheiden, eine „schwache" und eine „intensive", je nachdem der Unterschied ihrer Grenzfrequenz gegenüber derjenigen der normalen E-Schicht — tatsächlich $\frac{1}{2}(f_A + f_B) - f_E$ — (vgl. Abb. 33) unter oder über $1 \cdot 10^6$/sec liegt. Es ist aber wohl bisher nicht gelungen, außer diesem Unterschied in den Grenzfrequenzen entscheidende Unterschiede in den Eigenschaften der beiden Arten festzustellen.

Der *Gradient* der wirksamen EK nach der Höhe ist im Vergleich zu dem sehr groß.

II. Unterscheidung gegen andere Schichten.

1. Unterscheidung gegen die normale E-Schicht.

Die Durchdreh Aufnahmen bei Nacht, wo mit den gewöhnlichen Anordnungen der Ionosphären-Stationen keine normale E-Schicht beobachtet wird, hat ungefähr die Form von Abb. 32, diejenige bei Tag die von Abb. 33. Darin ist f_E die Grenzfrequenz der normalen E-Schicht, f_A die niedrigste Frequenz, die durch die E_a-Schicht hindurch zur

F-Schicht vordringt, und f_B die höchste Frequenz, die an der F-Schicht reflektiert wird. f_A kann also als Grenzfrequenz der Lücken, f_B als diejenige der Elektronen-Wolken aufgefaßt werden.

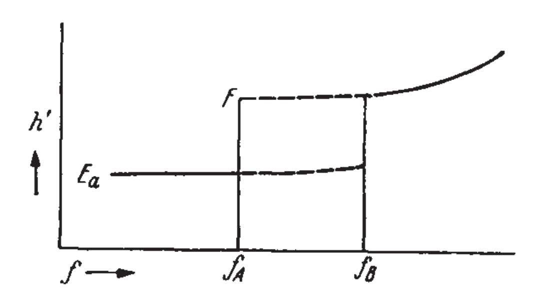


Abb. 32. Schematische Durchdreh-Aufnahme mit E_a-Schicht bei Nacht.

Kennzeichnend für die E_a-Schicht sind *intermittierende Reflexionen an der E_a- und F-Schicht* (Abb. 34). In vielen Aufnahmen beobachtet man außerdem *gleichzeitige Reflexionen an beiden Schichten* (Abb. 34). Sie ent-

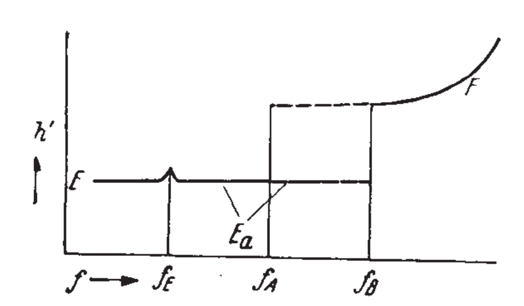


Abb. 33. Schematische Durchdreh-Aufnahme mit E_a-Schicht bei Tag.

sprechen zweifellos nicht tatsächlichen gleichzeitigen Reflexionen, sondern sind intermittierende, bei denen aber der Vorschub des Registrierstreifens nicht ausreichte, um aufeinanderfolgende Reflexionen zu trennen [1].

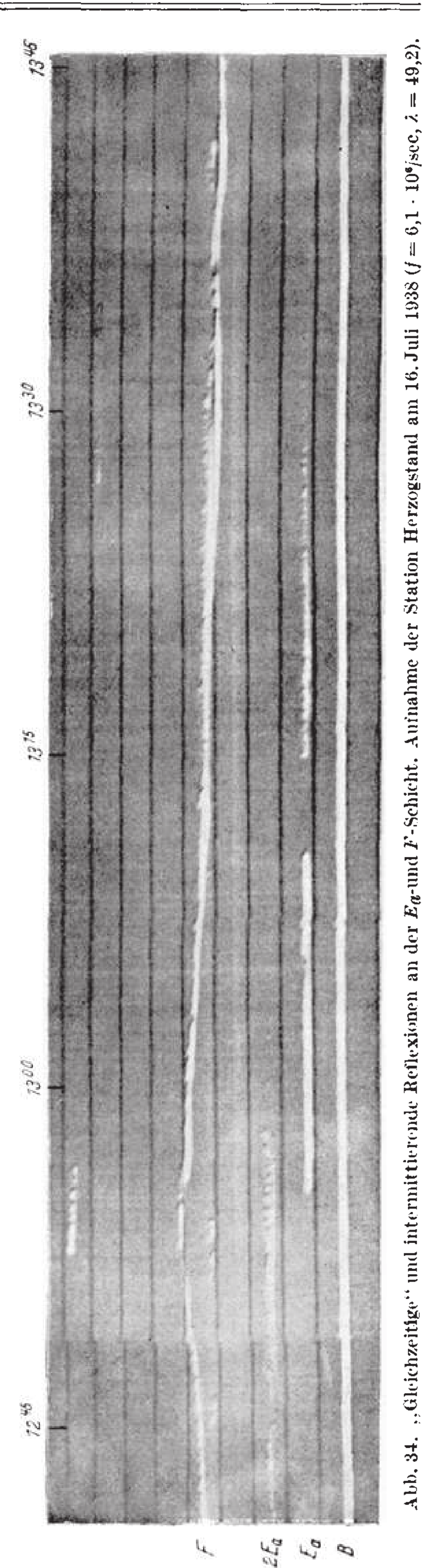


Abb. 34. „Gleichzeitige" und intermittierende Reflexionen an der E_a-und F-Schicht. Aufnahme der Station Herzogstand am 16. Juli 1938 ($f = 6{,}1 \cdot 10^6$/sec, $\lambda = 49{,}2$).

[1] Die sehr verschiedene Konstitution der E_a-Schicht ist wohl der Grund dafür, daß die Schwächung von Wellen, die an der F-Schicht reflektiert werden, bei ihrem Durchgang durch die E_a-Schicht unter Umständen ganz gering (vgl. Abb. 34), unter anderen, besonders bei schiefem Einfall (*10b*) kräftig ist.

Daß Reflexionen intermittierend zwischen den beiden Schichten auftreten, hat augenscheinlich seinen Grund darin, daß die ionisierenden Strahlenbündel sich über die Station wegbewegen, so daß über derselben bald eine durchlassende Elektronen-Lücke, bald eine reflektierende Elektronen-Wolke sich befindet.

Diese intermittierenden Reflexionen und die M- und andere Doppel-Reflexionen (Abb. 35) haben hauptsächlich zu der Vorstellung einer wolkigen Struktur der E_a-Schicht geführt. Sie haben auch die sehr geringe Dicke der E_a-Schicht außer Frage gestellt und sind auch ein Haupt-

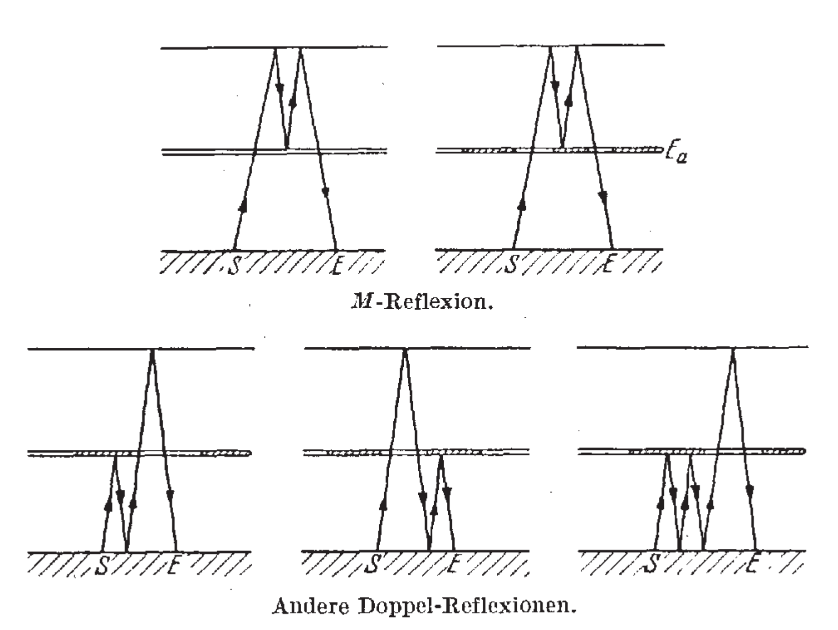


Abb. 35. Schematische Darstellung der M-Reflexion und anderen Doppelreflexionen.

merkmal, das die E_a-Schicht von der normalen E-Schicht unterscheidet. Dazu kommt noch die unter Umständen sehr hohe Grenzfrequenz und die Tatsache (Abb. 32 und 33), daß die scheinbare Höhe in einem weiten Frequenzgebiet konstant bleibt, was auf einen sehr hohen Gradienten der EK mit der Höhe hinweist. Trotz dieser unterscheidenden Merkmale läßt sich nicht bestreiten, daß die Unterscheidung zwischen der E_a- und der normalen E-Schicht bei Tag zweifelhaft sein kann.

2. Unterscheidung gegen die polaren E-Schichten.

Die Schichten, die man im Polargebiet ungefähr in der Höhe der normalen E-Schicht beobachten kann, sind wohl nach ihrer Entstehung und ihren Eigenschaften nicht identisch mit der E_a-Schicht. Im Gegensatz zu ihr schwankt ihre Höhe zwischen 100 und 160 km, während die der E_a-Schicht sehr konstant ist. Sie treten nur auf bei erdmagnetischen Störungen, während die E_a-Schicht keine Beziehungen zu ihnen hat. Außerdem ist der Gang ihrer Häufigkeit ganz verschieden von demjenigen der E_a-Schicht (*38*, *101*). Vermutlich gehören die polaren E-Schichten zu den „Störschichten“, die auch in mittleren Breiten bei starken erdmagnetischen Störungen (Nordlichtern) sich erst bilden.

III. Tages- und jahreszeitlicher Gang (*31*, *72*, *120*).

1. Allgemeines.

Wenn man bei der normalen E-Schicht von ihrem jahres- oder tageszeitlichen Gang spricht, so meint man den Gang ihrer Grenzfrequenz oder der EK in ihrem Scheitel. Bei der E_a-Schicht würde das keinen Sinn haben. Hier, wo Corpuscularstrahlen die ionisierende Ursache sind, (S. 311) ist die ionisierende Wirkung dieser Strahlen während der ganzen Dauer der Schicht das, was man wissen will, genau so, wie man bezüglich des Niederschlags in einem Monat die Regenmenge angibt, die in dem Monat gefallen ist.

Von einer Größe, die diese ionisierende Wirkung kennzeichnen soll, muß man verlangen:

a) daß sie die ganze Tages- und Nachtzeit berücksichtigt,

b) daß sie nicht nur die Dauer, sondern auch die Intensität enthält.

Eine solche Größe ist die „*Häufigkeit*", d. h. die Zeit des Bestehens der E_a-Schicht im Verhältnis zur ganzen Beobachtungszeit, nicht. In sie gehen zwei E_a-Schichten derselben Dauer in genau derselben Weise ein, auch wenn die eine eine Grenzfrequenz $f_B = 4 \cdot 10^6$, die andere $= 10 \cdot 10^6$ besitzt.

c) Es ist nicht richtig, die Aufnahmen mit einer festen Frequenz zu machen, die über der Grenzfrequenz der normalen E-Schicht bei Tag liegt. Es ist dann zwar jede beobachtete E-Schicht eine E_a-Schicht, aber alle E_a-Schichten, deren Grenzfrequenzen kleiner sind — ein Fall, der im Winter sehr häufig vorkommt — entgehen dann der Beobachtung.

In der Literatur wurden die verschiedensten Größen zugrunde gelegt und infolge davon die verschiedensten Ergebnisse erhalten, (vgl. *31*).

Mit Rücksicht darauf, daß in der Höhe der E-Schicht die Elektronenproduktion $q = \alpha N^2$ (Gl. 25) und $N_{\max} \sim f^{02}$ (Gl. 17) ist, scheint es richtig zu sein, als Größe zur Kennzeichnung der E_a-Tätigkeit während irgendeiner Zeit D die Größe

$$\int_0^D q \cdot dt \sim \int_0^D \left[\frac{1}{2}\left(f_A^4 + f_B^4\right) - f_E^4\right] \cdot dt$$

zu wählen, sie in einer Kurve darzustellen (*31*) [vgl. (*13*)] und das Integral in irgendeiner bequemen Weise zu berechnen (*31*).

2. Die Messungen.

Bezüglich des jahreszeitlichen Verlaufs der Elektronenproduktion q lieferten Messungen der Station Herzogstand für 1941—1942 Abb. 36; die entsprechenden Kurven für die Häufigkeit aus demselben Beobachtungsmaterial enthält Abb. 37.

Den mittleren tageszeitlichen Verlauf zeigen die Abb. 38 und 39, denjenigen für die Häufigkeit Abb. 40 und 41. Nach den Beobachtungen in Watheroo (West-Australien) (*120*) lag dort das Maximum der Häufigkeit in den Jahren 1938 bis 1944 näher bei Mitternacht.

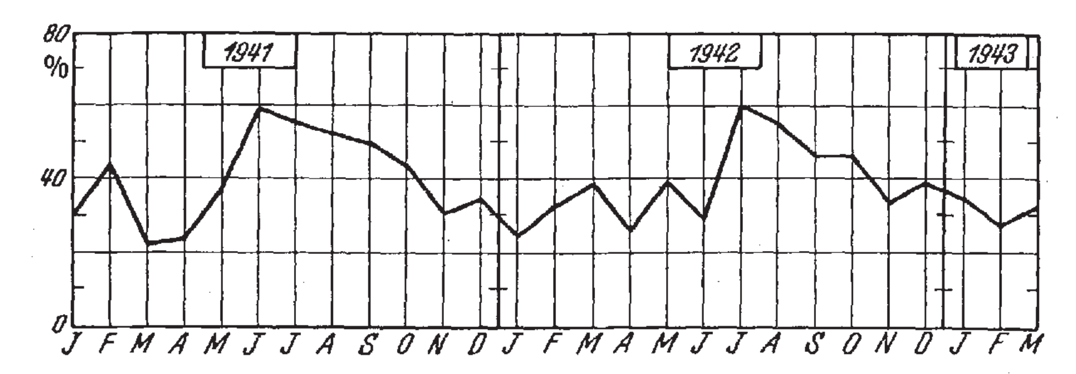


Abb. 36. Jahreszeitlicher Verlauf der Elektronenproduktion q der E_a-Schicht in relativem Maß (Monatsmittel über alle Tageszeiten). Aus J. O. BRAND und J. ZENNECK (*31*), Abb. 31.

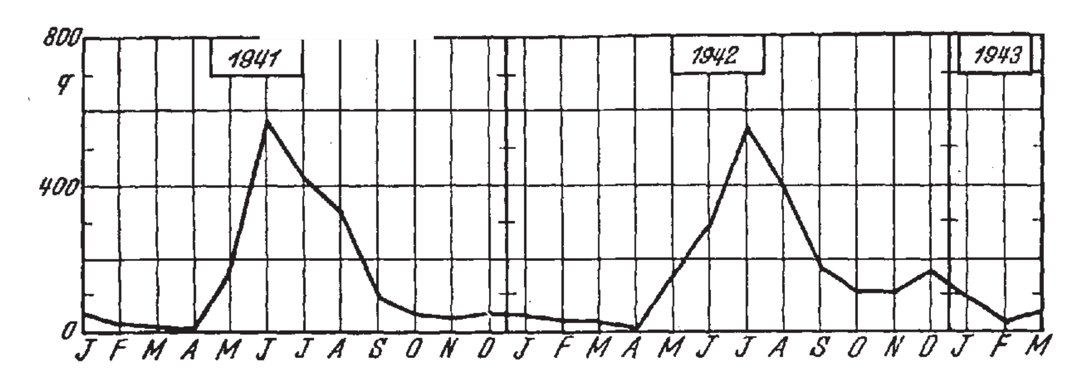


Abb. 37. Jahreszeitlicher Verlauf der Häufigkeit der E_a-Schicht (Monatsmittel über alle Tageszeiten). Aus (*31*), Abb. 35.



Abb. 38. Tageszeitlicher Verlauf der Elektronenproduktion q der E_a-Schicht in relativem Maß im Winter (November bis März). Gestrichelte Kurven = vierstündige laufende Mittel derselben Größen. Aus (*31*), Abb. 28.

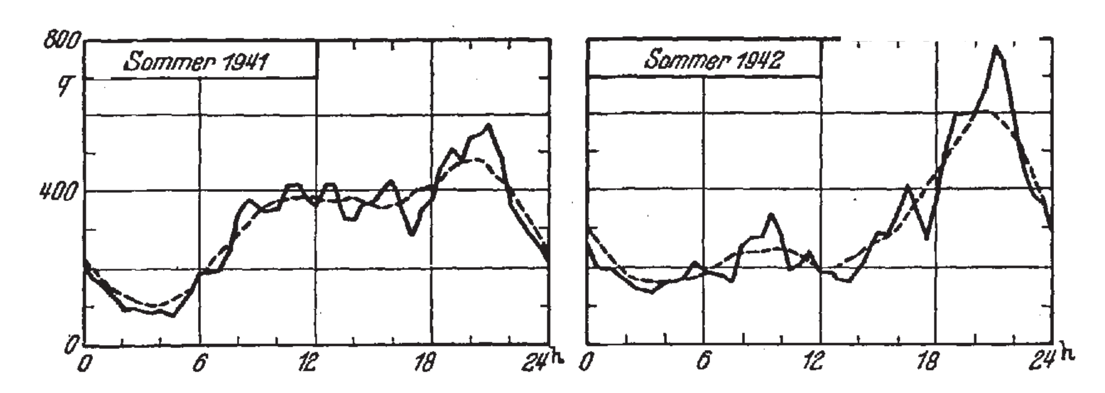


Abb. 39. Wie Abb. 38, aber für Sommer (Mai bis September). Aus (*31*), Abb. 29.

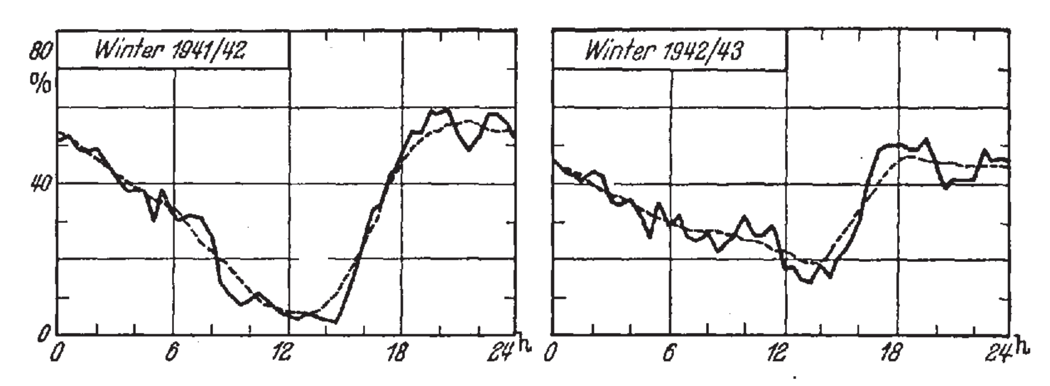


Abb. 40. Tageszeitlicher Verlauf der Häufigkeit der E_a-Schicht im Winter Aus (*31*), Abb. 32.

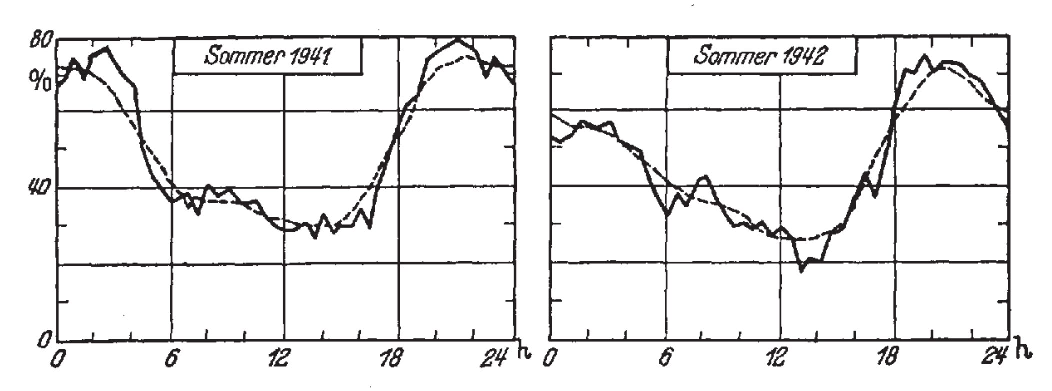


Abb. 41. Wie Abb. 40, aber für Sommer. Aus (*31*), Abb. 33.

3. Allgemeine Ergebnisse.

Die wolkige Struktur und begrenzte Flächenausdehnung der E_a-Schicht beweist, daß sie nicht durch eine Licht-(Wellen-)Strahlung hervorgerufen sein kann, sondern von einer *Corpuscularstrahlung* herrühren muß (vgl. S. 302)

Zur Frage, ob diese Corpuscularstrahlung von der Sonne oder aus dem Weltraum kommt, liefert die *jahreszeitliche* Änderung keinen Beitrag (vgl. S. 301).

Beim *tageszeitlichen* Gang liegen die Verhältnisse anders: es ist ein tageszeitliches Maximum vorhanden, es fällt aber nicht mit dem der UV-Strahlung der Sonne zusammen, sondern im Sommer und Winter auf den Abend (etwa 20 Uhr). Dabei ist allerdings das Maximum im Winter wenig ausgesprochen. Man muß danach wohl zu dem Schluß kommen [vgl. (*125*), S. 278], daß die Corpuscularstrahlung aus der Sonne herrührt. Dafür spricht ja auch schon, daß der Zustand in zwei aufeinanderfolgenden Jahren (vgl. Abb. 36 bis 41) sehr ähnlich ist.

Daß die Corpuscularstrahlen *geladen* sind, folgt schon aus der Tatsache, daß die E_a-Schicht auch auf der Nachtseite der Erde auftritt, wohl auch aus der Breitenabhängigkeit (S. 312). Die geringe Dicke der Schicht erklärt sich sicherlich daraus, daß die ionisierenden Korpuskeln solche sind, bei denen die Ionisierung hauptsächlich gegen Ende ihrer Reichweite stattfindet (*97*).

IV. Beziehungen zu anderen Erscheinungen und Ursache.

Nach den bisherigen Beobachtungen steht die E_a-Schicht in keiner Beziehung zur *Sonnenumdrehung* (Periode von 27 Tagen) oder *Sonnentätigkeit* oder zu *erdmagnetischen Störungen.* Auffallend ist, daß im Gegensatz zu den Nordlichtern mit dem Auftreten einer E_a-Schicht keine merkbaren erdmagnetischen Störungen verbunden sind, obwohl die Schicht von Corpuscularstrahlen herrührt. Vermutlich ist die einfache Erklärung [(*120*), vgl. (*125*), S. 279], die, daß die Corpuscularstrahlen der E_a-Schicht viel schwächer sind als diejenigen des Nordlichts; jedenfalls sind die Störungen der Ionosphäre beim Nordlicht viel stärker als bei der E_a-Schicht.

Bezüglich des *Breiteneffekts* wird gewöhnlich angegeben, daß die Häufigkeit der E_a-Schicht mit der Breite zunehme, auch auf der südlichen Halbkugel (*25*, *120*)[1].

Zur Intensität des *Nachthimmellichts* konnte keine Beziehung gefunden werden.

Die Frage, ob *Meteore* die Ursache der E_a-Schicht sein könnten, ist schon früher erörtert worden, z. B. (*90*), aber ohne daß es möglich gewesen wäre, Beziehungen zwischen beiden Erscheinungen zu finden. In neuerer Zeit gelegentlich des Durchgangs des Giacobiniden-Schwarms wurde aber beobachtet (*13a*), daß die E_a-Schicht bei der Zunahme der ionisierten Meteorbahnen eine Verstärkung erfuhr, daß also mindestens gelegentlich ein Zusammenhang zwischen der E_a-Schicht und Meteordurchgängen zu bestehen scheint.

F. Störungen der Ionosphäre.

I. Verschiedene Arten von Störungen.

Zu den Störungen der Ionosphäre rechnet man gewöhnlich 1. Nordlichter, 2. abnormale E-Schicht, 3. Streu-Echos, 4. MÖGEL-DELLINGER-Effekt, 5. Wirkung von Meteoren.

Die *Nordlichter* und die mit ihnen verknüpften Störungen der Ionosphäre sind in (*2*) ausführlich besprochen. Die Störungen, die in Verbindung mit erdmagnetischen Unruhen stehen, sind ungefähr dieselben wie bei Nordlichtern, nur weniger stark, die abnormale E-Schicht ist S. 305 ff. behandelt. Bezüglich der Streu-Echos („kurzzeitige Echos") sei auf (*1*), S. 310—11 verwiesen, ebenso bezüglich des MÖGEL-DELLINGER-Effekts („radio fade-outs"), der dort als „Dämpfungsschwund" bezeichnet ist.

Mit Ausnahme der Störungen im Zusammenhang mit dem Durchgang von Meteoren rühren alle von Vorgängen auf der Sonne her, soweit sie nicht etwa durch Reflexionen an Unebenheiten der Erdoberfläche bedingt sind. Man muß das wohl auch bei der Mehrzahl der *Streu-Echos* annehmen: sie werden nicht an den normalen Ionosphären-Schichten, sondern an Elektronen-Wolken reflektiert und diese sind wohl auf Corpuscularstrahlen aus der Sonne zurückzuführen.

[1] Beim Vergleich europäischer Stationen wurde das Gegenteil beobachtet (*40*).

Durch *Corpuscularstrahlen* aus der Sonne sind auch die Nordlichter und die erdmagnetischen Störungen bedingt, ebenso die abnormale *E*-Schicht. Die einzige dieser Störungen, die zweifellos durch einen Einbruch von extrem starken eruptiven *Licht*strahlen erzeugt wird, ist der MÖGEL-DELLINGER-Effekt: er ist auf die Tagseite der Erde beschränkt und tritt nahezu gleichzeitig mit dem Lichtausbruch auf der Sonne ein [(*1*), S. 312, (*125*), S. 280].

II. Die Sonnen-Tätigkeit.

1. Die veränderlichen Teile der Sonnenoberfläche.

Die Teile der Sonnenoberfläche, die mit der eruptiven Licht- und der Corpuscularstrahlung der Sonne in Verbindung stehen, sind die folgenden.

Die innerste leuchtende Schale der Sonne, die *Photosphäre*, besitzt eine Art körniger Struktur (*Granulen*) von ganz kurzer Lebensdauer. Große Störungen zeigen sich in den photosphärischen *Fackeln* von viel größerer Helligkeit als die übrige Photosphäre. Innerhalb der Facke felder treten in Gruppen Sonnenflecken auf, deren Temperatur gerirger ist als die der Umgebung.

Die Chromosphäre besteht an ihrer Oberfläche aus einer Art von flammenähnlichen Lichtzungen. Ganz große Störungen derselben bedeuten die „*Protuberanzen*", leuchtende Gasmassen, die mit großer Geschwindigkeit in Höhen bis zu 500000 km hinaufsteigen, sich von der Chromosphäre ablösen und mit großer Geschwindigkeit in den Weltraum hinausfliegen können. Auch hier erscheinen *Fackelfelder* und *Flecken*. Gelegentlich bekommt ein Fackelfeld extrem hohe Helligkeit, die zwischen etwa 5 Minuten und 2 Stunden dauern kann. Da dabei häufig Materie ausgeschleudert wird, spricht man von „*Eruptionen*". Doch ist dieses Ausschleudern nicht das Wesentliche: was die Eruption kennzeichnet, ist die extreme Helligkeit, daher der englische Name „solar flare".

Die Atmosphäre der Sonne, die „*Corona*", mit einer Ausdehnung bis zu mehreren Sonnenradien, besitzt eine strahlige, sehr veränderliche Struktur. Ihre Helligkeit im sichtbaren Spektralgebiet ist viel geringer als die der Chromo- oder gar Photosphäre. Es sind aber in neuerer Zeit Beobachtungen gemacht worden, nach denen die UV-Eruptiv-Strahlung der Corona für die Ionosphäre wohl in Betracht kommt (*106*, *117*, *122*).

2. Die Sonnenflecken.

Unter Sonnentätigkeit oder -aktivität versteht man die Ausbildung der besprochenen Unregelmäßigkeiten der Sonnenoberfläche, wie Fackeln, Flecken usw.

Als Maß dafür wird ganz allgemein die „Sonnenflecken-Relativzahl" R benützt. Sie ist definiert durch die Beziehung

$$R = K\,(10\,g + f)\,,$$

worin g die Zahl der Fleckengruppen und f die Zahl der Flecken auf der sichtbaren Sonnenoberfläche bedeutet. K ist eine Konstante, die

von den Eigenschaften des beobachtenden Fernrohrs abhängt und für das Standard-Fernrohr (FRAUNHOFERsches Fernrohr mit 8 cm Öffnung in der Eidgenössischen Sternwarte in Zürich) = 1 gesetzt wird.

Daß man gerade die Sonnenflecken, die mit der Äußerung der Sonnentätigkeit besonders wenig zu tun haben, als Maß für die Sonnentätigkeit gewählt hat, kommt hauptsächlich daher, daß die Sonnenfleckenzahl eine der wenigen Größen ist, die man leicht beobachten kann und die seit ungefähr zwei Jahrhunderten bekannt ist (vgl. Abb. 42). Die sachliche Rechtfertigung liegt darin, daß die Änderung der übrigen

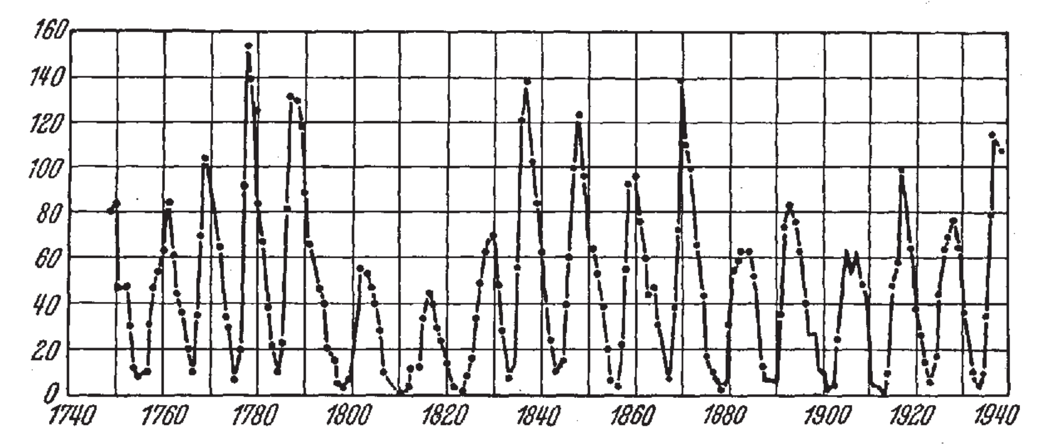


Abb. 42. Die Periode der Sonnenfleckenzahlen seit 1750. Aus J. H. DELLINGER (*37a*), Abb. 1.

Elemente der Sonnenoberfläche, die für die Eruptiv- und Corpuscularstrahlung der Sonne unmittelbar in Betracht kommen, mit der Änderung der Zahl der Sonnenflecken Hand in Hand geht.

3. Die Beziehungen der Störungen zur Sonnentätigkeit.

Der zeitliche Verlauf der Sonnenfleckenzahlen ist in Abb. 42 dargestellt. Er besitzt eine Periode, die von Maximum zu Maximum gerechnet zwischen 8 und 16 Jahren schwankt, im Mittel aber 11 Jahre beträgt. Diese im Mittel 11jährige Periode zeigt auch die EK aller drei Ionosphären-Schichten, die Häufigkeit der Nordlichter und der mittlere Verlauf der erdmagnetischen Störungen, einfach weil für sie das maßgebende die eruptive Licht- und Corpuscularstrahlung ist und diese die 11jährige Periode besitzt. Diese Periode ist der Solarkonstanten ganz fremd (vgl. Abb. 28): die Solar-Konstante hängt ja nicht von der eruptiven, sondern von der thermischen Lichtstrahlung ab.

Man sollte danach erwarten, daß alle Erscheinungen, die durch die Eruptivstrahlung der Sonne bestimmt und damit miteinander gekoppelt sind, im zeitlichen Verlauf übereinstimmen. Das trifft z. B. für die Sonnenflecken-Relativzahlen und die EK der Ionosphärenschichten um so genauer zu, je länger die Zeit ist, über die man mittelt. Für die *Jahres*mittel ist die Übereinstimmung ausgezeichnet (Abb. 43 und 44), für die *Monats*mittel von Abb. 45 schon in geringerem Maße und für die *Tages*mittel von Abb. 46 A und B noch weniger. Dabei liegen den Abb. 44, 45 und 46 dieselben Zahlen zugrunde.

Die Abb. 46 A und B ist deshalb bemerkenswert, weil sich die letztere auf eine Zeit bezieht (Frühjahr 1944), in der die Sonnenfleckenzahl ein ausgesprochenes Minimum hatte, während bei Abb. 46 A die Sonnen-

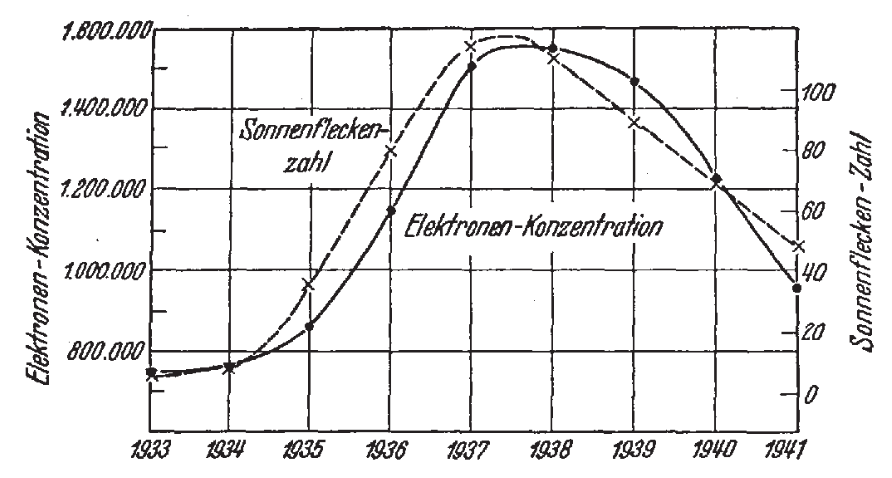


Abb. 43. Jahresmittel der Sonnenfleckenzahlen und der Mittagswerte der Elektronenkonzentration der F_2-Schicht in Huancayo (Peru). Aus H. W. WELLS (*119a*), Abb. 14.

fleckenzahl (1940) noch erhebliche Werte besaß. Die Schwankungen der Grenzfrequenzen der F_2-Schicht haben sich nicht viel geändert; was sich aber außerordentlich geändert hat, ist der Mittelwert der

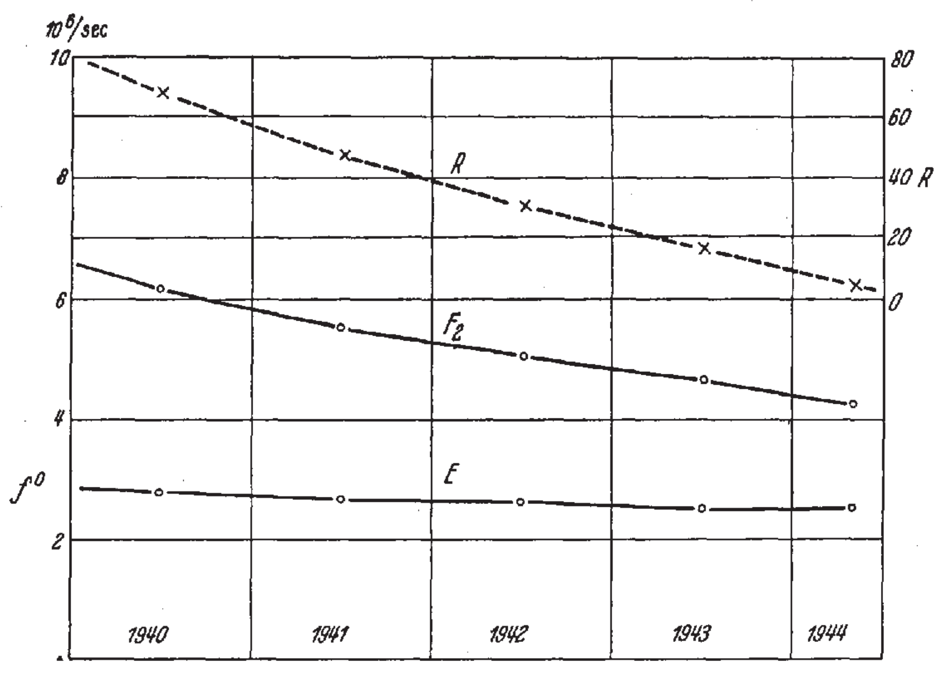


Abb. 44. Jahresmittel der Sonnenflecken-Relativzahlen der Grenzfrequenzen der F_2-Schicht nach Messungen der Station Herzogstand von 1940 bis 1944.

Grenzfrequenzen, der in Abb. 46 A (1940) über $6 \cdot 10^6$, in Abb. 46 B um $4 \cdot 10^6$ liegt; die Grenzfrequenz ist also in diesen Jahren um 33%, die EK ($\sim f^{0\,2}$) um 55% gesunken.

Die *Einzelheiten* im Verlauf der Sonnenflecken-Relativzahlen und der Grenzfrequenzen der F_2-Schicht stimmen wohl in manchen besonders kräftigen Vorgängen überein, aber längst nicht immer. Man bekommt

zum Teil bessere Übereinstimmung, wenn man die Grenzfrequenzen der F_2-Schicht nicht mit den Sonnenflecken, sondern mit den Kenn-

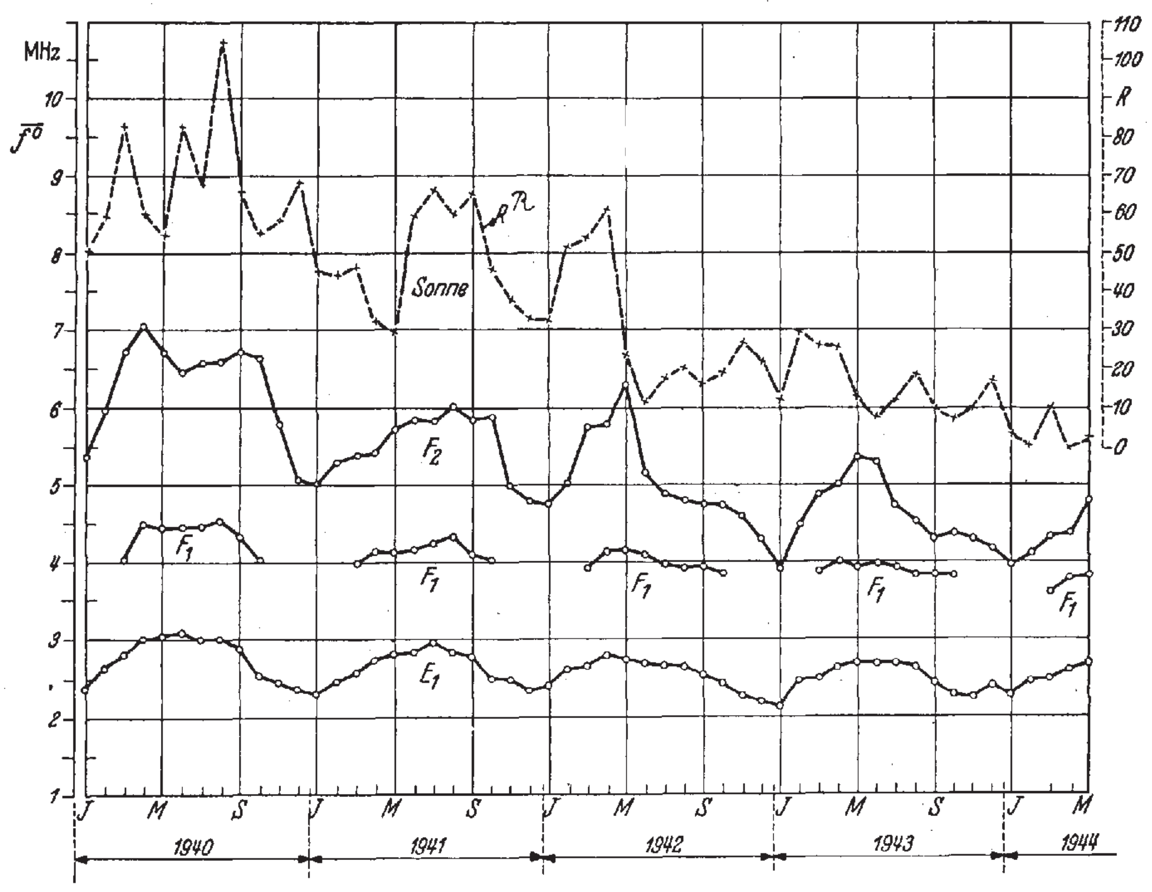


Abb. 45. Monatsmittel der Sonnenflecken-Relativzahlen und der Grenzfrequenzen der E-, F_1- und F_2-Schicht nach Messungen der Station Herzogstand 1940 und 1944 (Sonnenfleckenminimum).

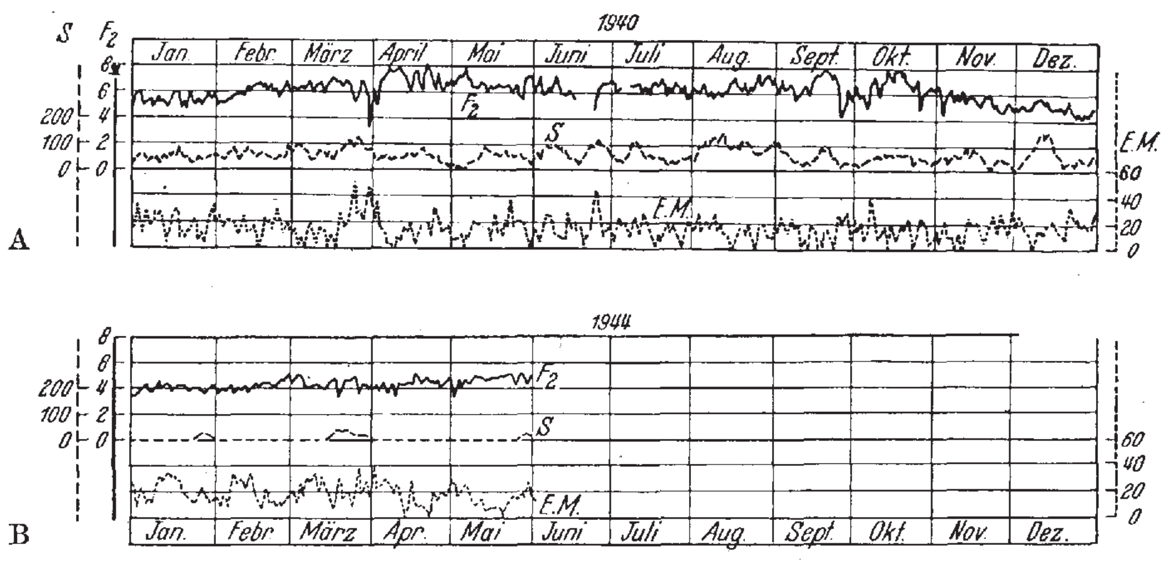


Abb. 46. Gang der Tagesmittel der Grenzfrequenzen der F_2-Schicht (obere Kurve), der Sonnenflecken-Relativzahlen (mittlere Kurve) und der Potsdamer erdmagnetischen Kennziffern (untere Kurve). Aus J. O. BRAND und J. ZENNECK (noch nicht erschienen).

zahlen der Ca-Fackeln (Flocken) in Beziehung setzt (*35, 50, 119*). Dabei ist stets zu bedenken, daß es bei einem Vorgang, den man auf der Sonne

beobachtet, auf das sichtbare Licht, das er aussendet, ankommt, bei der Wirkung auf die Ionosphäre aber auf seine ganz kurzwellige Eruptivstrahlung.

Bei manchen Vorgängen beobachtet man eine 27tägige Periode entsprechend der Umdrehungsdauer der Sonne. Wenn z. B. irgend ein Fackelherd seine Lage auf der Oberfläche der Sonne nicht ändert und die nötige Lebensdauer besitzt, so wird er nach 27 Tagen an genau dieselbe Stelle kommen und es wird sich die von ihm etwa ausgeübte Wirkung wiederholen.

III. Meteore.

Zu den Erscheinungen, die für einen Einfluß auf die Ionosphäre in Betracht gezogen werden können, ohne daß sie mit Sicherheit in Beziehung zur Sonne gebracht werden können, gehören die kosmischen Strahlen und der Durchgang von Meteoren. Eine merkliche Wirkung der *kosmischen Strahlung* auf die Ionosphäre ist wohl bisher auch bei starken Schauern nicht nachgewiesen worden. Eine Wirkung von Meteordurchgängen ist aber schon seit längerer Zeit bekannt[1].

Die Häufigkeit der Meteore ist viel größer, als man nach den verhältnismäßig seltenen „Sternschnuppen" erwartet. Die Zahl der im Fernrohr sichtbaren Meteore soll (*332*) in 24 Stunden auf der ganzen Erde ungefähr 10^9 betragen, aber beim Durchgang von Meteorschwärmen viel größer sein. Dabei ist die Zahl der im Fernrohr sichtbaren Meteore nur ein ganz kleiner Teil der vorhandenen.

Die *Höhe*, in der die Meteore in der Regel zum Leuchten kommen, ist im Mittel 118,5 km, sie verschwinden ungefähr in 75 km Höhe. Das Höhengebiet, in dem sie leuchten, ist also ungefähr das E-Gebiet. Ihre *Masse* liegt zwischen 1 mg oder Bruchteilen eines solchen und zwischen 14 kg für einen Meteor 3. Größe. Ihre *Geschwindigkeit* ist meist in der Gegend von 40 bis 50 km/sec.

Das *Spektrum* ist abgesehen von einigen Andeutungen eines kontinuierlichen Grundes ein reines Gasspektrum: Um die Meteorbahn bildet sich eine leuchtende Säule von mehreren Kilometern Durchmesser, deren Leuchten unter Umständen noch $^1/_2$ Stunde nach dem Verschwinden des Meteors andauert, wie man ähnliches vom „aktiven Stickstoff" kennt.

Dieses Leuchten zeigt auch, daß das Gas durch den Durchgang des Meteors mindestens angeregt, die Reflexion von elektromagnetischen Wellen an der Meteorbahn, daß es ionisiert wird. Daß bei der angegebenen Masse und Geschwindigkeit die kinetische Energie auch bei viel geringerer Masse als 1 mg für die Ionisierung ausreicht, ist zweifellos, wenn man, wie es in der Literatur sehr üblich, aber nicht einwandfrei ist, annimmt, daß beim Stoß des Meteors auf die Gasbestandteile seine kinetische Energie ganz oder zum größten Teil in Ionisierungsarbeit umgesetzt wird.

---

[1] Zusammenfassende Darstellung über die Eigenschaften der Meteore in (*68*, *69*), über die Ergebnisse neuerer Untersuchungen bezüglich der Ionisierung durch Meteore in (*39*). Literatur darüber auch in (*13a*).

Schon längere Zeit ist bekannt, daß die leuchtenden Säulen um die Meteorbahn elektromagnetische Wellen reflektieren. Es wurde sogar (*112*) die maximale EK in solchen Säulen durch Bestimmung der Grenzfrequenz gemessen (sie war ungefähr $8 \cdot 10^6$ entsprechend einer EK von $1 \cdot 10^6/\mathrm{cm}^3$). Außerdem wurde schon angegeben, daß beim Durchgang des Leonidenschwarms im November 1936 die Grenzfrequenz der E_1- und E_2-Schicht bedeutend erhöht wurde. Man war aber doch wohl geneigt, die Wirkung der Meteore auf die Ionosphäre als eine zwar interessante, aber für die Ionosphäre nicht sehr wichtige Erscheinung zu betrachten. In neuerer Zeit, in der viel stärkere Impulssender und gute Rückstrahlgeräte zur Verfügung stehen, hat sich aber doch wohl gezeigt, einmal, daß die Meteorforschung dadurch ein neues Hilfsmittel zum Nachweis und Studium von Meteoren bekommen hat, und dann, daß der Meteordurchgang für die Ionosphäre vielleicht wichtiger ist, als man dachte (*3*, *13a*).

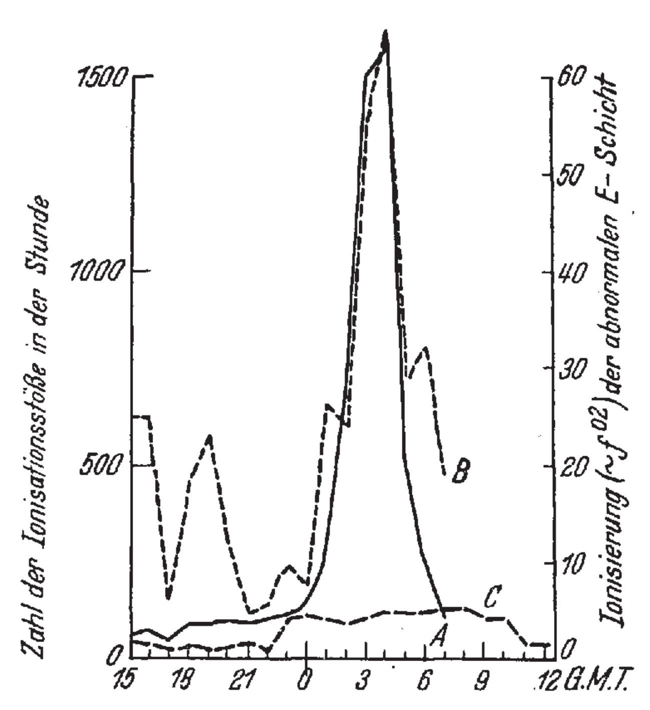


Abb. 47. Durchgang des Giacobini-Zinner-Kometenschwarms (9./10. Oktober 1947). Kurve A = Anzahl der plötzlichen Ionisationsstöße in der Stunde, C = dasselbe in einer gewöhnlichen Nacht, B = Ionisation der E_a-Schicht. Aus Sir EDWARD APPLETON und R. NAISMITH (*13a*), Abb. 5.

Eine hübsche Illustration der Verhältnisse beim Durchgang eines Meteorschwarms, des mit dem Kometen Giacobini-Zinner in Verbindung stehenden, zeigt Abb. 47 (*13a*). Die Kurve A gibt die Zahl der „ionization bursts“, tatsächlich Reflexionen an einer ionisierten Meteorbahn, während einer Stunde, während Kurve B sich auf die „ionization“ der abnormalen E-Schicht bezieht.

Literaturverzeichnis[1].

1. DIEMINGER, W.: Die Ionosphäre und ihr Einfluß auf die Ausbreitung elektrischer Wellen. Erg. exakt. Naturwiss. **17**, 282—324 (1938).
2. VEGARD, L.: Die Deutung der Nordlichterscheinungen und die Struktur der Ionosphäre. Erg. exakt. Naturwiss. **17**, 229—281 (1938).
3. ALLEN, E. W.: Proc. IRE **36**, 346 (1948).
4. APPLETON, E. V.: Proc. phys. Soc. **42**, 31 (1932); Ref. HFT **39**, 32 (1932).
5. — Nature (London) **131**, 872 (1933); Ref. HFT **43**, 105 (1934).
6. — Nature (London) **133**, 793 (1934); Ref. HFT **44**, 140 (1934).
7. — Nature (London) **136**, 52 (1933); Ref. HFT **46**, 211 (1935).
8. — Quart. J. roy. Meteor. Soc. **65**, 324 (1939).

[1] Abkürzungen: IRE = Institute of Radio Engineers; HFT = Hochfrequenztechnik und Elektroakustik; Ref. = Referiert in.

9. Appleton, Sir Edward: Sci. **106**, 17 (1947).
10. Appleton, E. V. u. W. J. G. Beynon: Proc. phys. Soc. **52**, 518 (1940).
10a. — — Nature **162**, 486 (1948).
10b. — u. W. R. Piggot: Nature **161**, 967 (1948).
10c. — u. G. Builder: Proc. roy. Soc. **45**, 208 (1933).
10d. — u. J. S. Hey: Phil. Mag. **37**, 73 (1946); Nature **158**, 339 (1946).
11. — u. R. Naismith: Proc. roy. Soc. A **137**, 36 (1932); Ref. HFT **41**, 185 (1933).
12. — — Proc. roy. Soc. A **150**, 685 (1935); Ref. HFT **46**, 206 (1935).
13. — — Proc. phys. Soc. **52**, 402 (1940); Ref. HFT **57**, 117 (1941).
13a. Appleton, Sir Edward u. R. Naismith: Proc. phys. Soc. **59**, 461 (1947).
13b. — E. V., u. K. Weekes: Proc. Roy. Soc. **171**, 171 (1939).
14. Bartels, J.: Physics of the Earth. VIII p. 385—433. London and New York: McGraw Hill Book Co. (1939).
15. Becker, R.: Theorie der Elektrizität. Bd. II, Abschn. C. Leipzig und Berlin: B. G. Teubner 1933.
16. Becker, W.: HFT **62**, 137 (1943).
17. — Mitt. Akad. Luftfahrtforsch, **2**, 327 (1943).
18. — Fiat Rev. Bd. Electronics.
19. Berkner, L. V.: Physics of the Earth VIII, p. 434—493. London and New York: McGraw Hill Book Co. 1939.
20. — u. S. L. Seaton: Trans. amer. Geophys. Union **1940**, 311; Ref. HFT **62**, 59 (1943).
21. — u. H. W. Wells: Terr. Mag. **39**, 215 (1934).
22. — — Terr. Mag. **43**, 15 (1938); Ref. HFT **58**, 9 (1941).
23. — — u. S. L. Seaton: Terr. Mag. **41**, 173 (1936).
24. Berkner, L. V., H. W. Wells a. S. L. Seaton: Trans. Assoc. Terr. Mag., Electr. Bull. **10**, 340 (1937).
25. Best, I. E., J. A. Ratcliffe u. F. T. Farmer: Proc. roy. Soc. A **164**, 96 (1938).
26. Bhar, J. N.: Indian J. Phys. **11**, 109 (1937).
26a. Booker, H. G.: Proc. roy. Soc. London A **155**, 235 (1936). Phil. Trans. roy. Soc. **237**, 411 (1939).
27. Booker, H. G., u. L. C. Berkner: Terr. Mag. **43**, 427 (1938); Ref. HFT **55**, 60 (1940).
28. — u. S. L. Seaton: Phys. Rev. **57**, 87 (1940); Ref. HFT **56**, 120 (1940).
29. Brand, J. O.: Schr. Akad. Luftfahrtforsch. **7**, 1 (1943).
30. — Schr. Akad. Luftfahrtforsch. **7**, 11 (1943).
31. — u. J. Zenneck: Schr. Akad. Luftfahrtforsch. **8**, 1 (1944).
32. Breit, G., u. M. A. Tuve: Phys. Rev. **28**, 554 (1926); Ref. HFT **29**, 164 (1927).
33. Burkard, O.: Z. Geophys. **17**, 51 (1941).
34. — S.ber. Akad. Wiss. Wien, Math.-naturw. Kl. IIa **155**, H. 5 u. 6 (1947).
35. — Acta phys. austr. **1**, 98 (1947).
35a. — Terr. Mag., Sept. **1948**, 273.
36. Colwell, R. C., A. W. Friend u. N. I. Hall: Rev. scient. Instr. **7**, 420 (1936).
36a. Covington, A. E.: Proc. IRE **36**, 454 (1948).
37. Crone, W., K. Krüger, G. Goubau u. J. Zenneck: HFT **48**, 1 (1936).
37a. Dellinger, J. H.: J. Franklin Inst. **222**, 11 (1939); Ref. HFT **57**, 160 (1941).
38. Dieminger, W.: Naturwiss. **33**, 164 (1946).
39. — Naturwiss. **34**, 29 (1947).
40. — Fiat Rev. Ionosphäre.
41. Eckersley, T. L.: J. Inst. El. Eng. **7**, 405 (1932); Ref. HFT **42**, 105 (1933).
42. — Terr. Mag. **45**, 25 (1940); Ref. HFT **60**, 142 (1942).
43. Eyfrig, R.: Über das Auftreten und die Erscheinungsformen der verschiedenen *E*-Schichten. Mitt. Stat. Herzogstand (noch nicht veröffentlicht).
44. — Über die Höhenverteilung der Elektronen-Konzentration in der Ionosphäre. (Noch nicht veröffentlicht.)
45. — u. J. Petersen: Über ein bisher unbeachtet gebliebenes Verhalten der F_2-Schicht. Schr. Akad. Luftfahrtforsch. (1945) (nicht erschienen).
46. Farmer, F. T. u. J. A. Ratcliffe: Proc. phys. Soc. 48, 839 (1936); Ref. HFT **49**, 100 (1937).

47. GILLILAND, T. R.: Proc. IRE 22, 236 (1934).
48. — u. G. W. KENRICK: Proc. IRE 20, 540 (1932); Ref. HFT 40, 146 (1932).
49. — u. S. TAYLOR: J. Res. Bur. Stand. 26, 377 (1941); Ref. HFT 62, 123 (1942).
50. GOODALL, W. M.: Proc. IRE 27, 701 (1939); Ref. HFT 56, 59 (1940).
51. GÖTZ, F. W. P.: Schweiz. Mschr. f. Natur, Forsch. u. Techn. 2, H. 8.
52. — Experientia 3, 185 (1947).
53. GOUBAU, G.: HFT 40, 1 (1932).
54. — HFT 44, 138 (1934).
55. — HFT 46, 37 (1936).
56. — u. J. ZENNECK: HFT 37, 207 (1931).
57. — — HFT 40, 77 (1932).
58. — — HFT 41, 77 (1933).
59. GROOT, W. DE: Phil. Mag. 10, 521 (1930).
60. GROTRIAN, W.: Naturwiss. 27, 555, 569 (1939).
61. HACKE, J. E.: Proc. IRE 36, 724 (1948).
62. HARANG, L.: Norsk Vid. Akad. geophys. Publ. 13, Nr. 4, 1 (1942).
63. HECHTEL, R.: Schr. Akad. Luftfahrtforsch. 8, 47 (1944).
64. HENDERSON, J. T.: HFT 42, 79 (1933).
65. HEY, J. S.: Nature (London) 159, 4030 (1947).
66. — u. G. S. STEWART: Nature (London) 158, (1946).
67. HIGGS, A. J.: Monthly Not. roy. Astron. Soc. 102, 24 (1942); Ref. HFT 62, 188 (1943).
68. HOFFMEISTER, C.: Die Meteore, ihre kosmischen und irdischen Beziehungen. Bd. XVII der Schriftenreihe: Probleme der kosmischen Physik. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft 1937.
69. — Zbl. Geophys., Meteor. u. Geodäsie 4, 97 (1939).
70. HOLLMANN, E., u. K. KREIELSHEIMER: El. Nachr.-Techn. 10, 392 (1933).
71. HULBURT, E. O.: Terr. Mag. 40, 193 (1935).
72. — Physics of the Earth VIII, p. 492. London a. New York: McGraw Hill Book Co. 1939.
73. — Phys. Rev. 55, 639 (1939); Ref. HFT 62, 88 (1943).
73a. JETTER, U.: Phys. Bl. 3, 93 (1949). Zusammenfassender Bericht.
74. JOHANNSEN, K.: HFT 60, 61 (1942).
75. — Arch. Elektrotechn. 36, 1 (1942).
75a. v. KEUSSLER, V.: Z. angew. Phys. 1, 232 (1948). Zusammenfassender Bericht über die Methoden der Sonnenbeobachtung.
76. KIEPENHEUER, K. O.: Astrophys. J. 105, 408 (1947).
77. KIRBY, S. J., L. V. BERKNER u. D. M. STUART: Proc. IRE 22, 481 (1934); Ref. HFT 44, 68 (1934).
78. KOWALEWSKI, G.: Integral-Gleichungen. Berlin-Leipzig: Walter de Gruyter & Co. 1930.
79. LANDOLT-BÖRNSTEIN: Physikalische und chemische Tabellen. 5. Aufl. und Ergänzungsbände. Berlin: Springer-Verlag 1923—1936.
80. LENIHAN, I. M. A.: Elect. Eng. 1944.
81. MAEDA, K., N. KONOMI u. Y. ISAGAWA: Rep. Radio Res. Japan 5, 151 (1935).
82. MANNING, L. A.: Proc. IRE 35, 1203 (1947).
83. MARTYN, D. F.: Proc. phys. Soc. 47, 323 (1935).
83a. — Proc. roy. Soc. 189, 241, 190, 273 (1947).
84. MARX, J.: Fiat Rev., Bd. Electronics (Funkensender).
85. MASSEY, H. S. W.: Proc. roy. Soc. A 163, 542 (1937).
86. MENZEL, W.: Fortschr. Hochfrequenztechnik 2, 329—370 (1933). Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft 1944.
87. MITRA, S. K., I. N. BHAR u. S. P. GHOSH: Indian J. Phys. 12, 455 (1938).
87a. OLSON, K. L.: Geofys. Publ. 13, Nr. 6 (1942).
88. PARKINSON, W. C., u. L. S. PRIOR: Terr. Mag. 45, 471 (1940).
89. PEKERIS, C. L.: Terr. Mag. 45, 205 (1940); Ref. HFT 58, 14 (1941).
90. PIERCE, J. A.: Phys. Rev. 53, 942 (1938); Proc. IRE 26, 892 (1938).
91. — Proc. IRE 36, 8 (1948).
92. POEVERLEIN, H.: Strahlwege von Radiowellen in der Ionosphäre. S.ber. bayer. Akad. Wiss. (im Druck).

93. PUCKLE, O. C. O.: J. Inst. El. Eng. **89**, 100 (1942).
94. RANZI, I.: Nature (London) **130**, 545 (1932).
95. — Ric. scient. Progr. tecn. Econ. naz. **11**, 133 (1940).
96. RATCLIFFE, J. A.: Wireless Eng. **10**, 354 (1933).
97. — u. E. L. C. WHITE: Proc. phys. Soc. **45**, 399 (1933).
98. RAWER, K.: Ann. Phys. **35**, 385 (1939). Berichtigung Ann. Phys. **42**, 294 (1942).
99. — HFT **53**, 150 (1939). Berichtigung HFT **60**, 141 (1942).
100. — HFT **58**, 49 (1941).
101. — Rev. scient. **85**, 287 (1947). (Extrait Fasc. 5).
101a. REBER, G., u. J. L. GREENSTEIN: Observatory **67**, 15 (1947). Zusammenfassender Bericht.
102. RYDBECK, O. E. H.: Phil. Mag. **30**, 282 (1940); Ref. HFT **59**, 26 (1942).
103. — HFT **60**, 149 (1942).
104. — Svenska Fysikeramf. Publ. Kosmos **21**, 117 (1943).
105. — Chalmers tekn. Högsk. Handl. **44** (1945).
106. — Chalmers tekn. Högsk. Handl. **53** (1946).
106a. RYLE, M., u. D. D. VONBERG: Nature **160**, 157 (1947).
107. SAVELLI, V.: U. R. S. I. Fasc. I, **5**, 375 (1938).
108. SCHAFER, J. P., u. W. M. GOODALL: Proc. IRE **20**, 1131 (1932); Ref. HFT **40**, 178 (1932).
109. — — Nature (London) **131**, 804 (1933).
110. SCHUMANN, W. O.: Elektrische Wellen. München: Carl Hansen 1948.
110a. SCOTT, J. C. W.: Terr. Mag. **53**, 109 (1948).
110b. SEATON, S. L.: Proc. IRE **36**, 450 (1948).
111. SKELETT, A. M.: Proc. IRE **20**, 1933 (1932); Ref. HFT **42**, 73 (1933).
112. — Proc. IRE **23**, 132 (1935); Ref. HFT **46**, 104 (1935).
113. SMITH, N.: J. Res. Bur. Stand. **26**, 105 (1941); Ref. HFT **60**, 109 (1942).
113a. SOUTHWORTH, G. C.: J. Franklin Inst. **239**, 285 (1945).
114. SULZER, P. G.: Proc. IRE **36**, 389 (1948).
114a. THOMSEN, I. L.: Nature **161**, 134 (1948). Mit Bemerkung von M. RYLE.
115. WALDMEIER, M.: Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft 1941.
116. — Helvet. phys. Acta **17**, 168 (1944).
117. — Terr. Mag. Sept. **1947**, 333.
118. WATSON-WATT, R. A.: Proc. roy. Soc. A **141**, 715 (1933).
119. WELLMANN, P.: Forschungsber. Nr. 2, Reichsst. f. Hochfrequenzforsch. (Fraunhofer-Inst.).
119a. WELLS, H. W.: Proc. IRE **31**, 147 (1943).
120. — Proc. IRE **34**, 950 (1946).
121. — u. R. C. COILE: Terr. Mag. **45**, 155 (1940).
122. — u. A. H. SHARPLEY: Carnegie Inst. D. T. M. Rep. Oct. 31, 1944.
123. WHITE, E. L. C.: Nature (London) **129**, 579 (1932).
124. ZENNECK, J.: Ann. Phys. **68**, 838 (1899).
125. — Einführung in die Physik der Ionosphäre. Fiat, Industry Branch, Final Report (im Druck).

Abgeschlossen im Juli 1948.